

# Energieverlust und Umladung von schweren Ionen in lasererzeugten Plasmen

**Energy loss and charge transfer of heavy ions in laser-generated plasma**

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

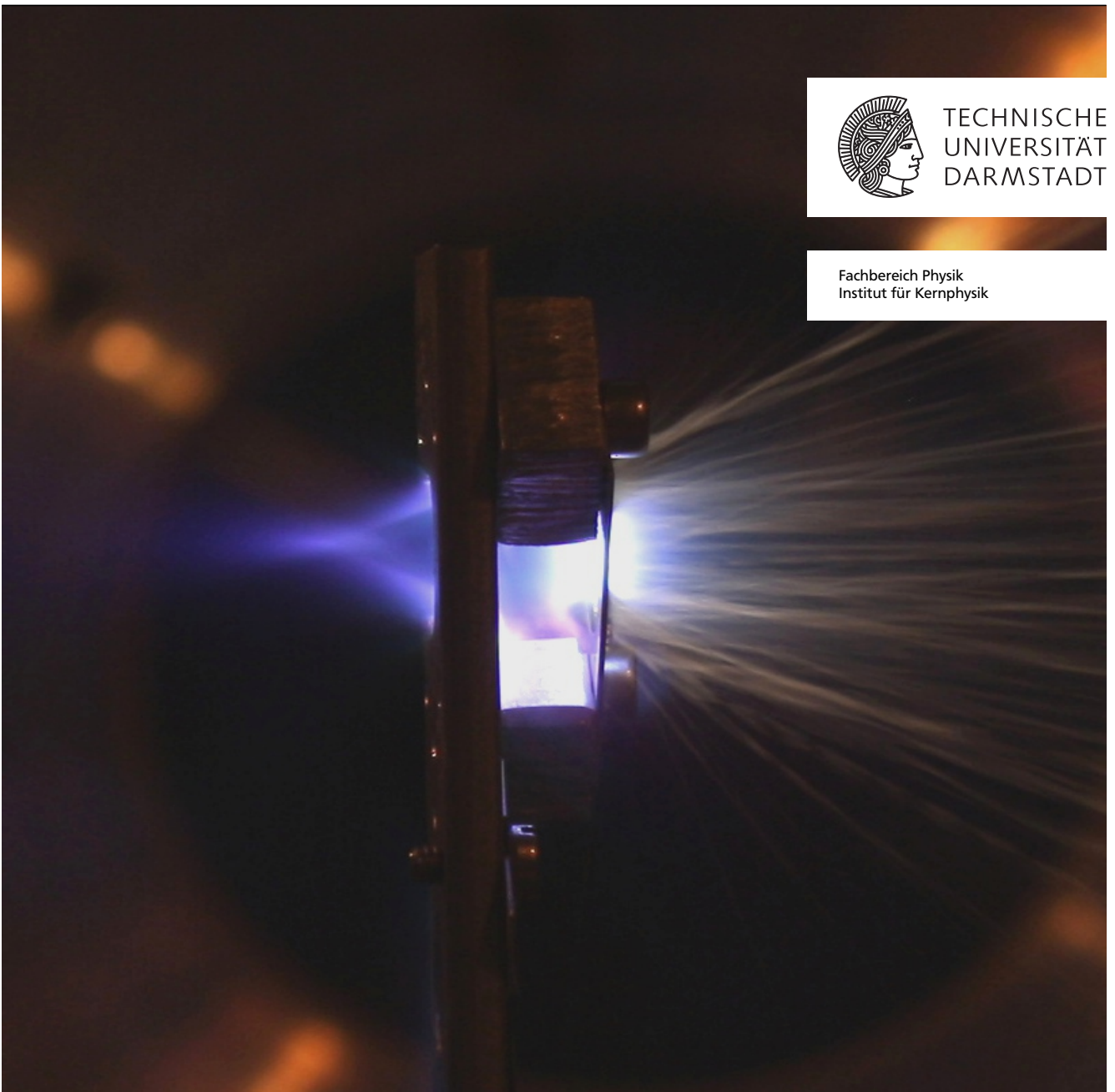
genehmigte Dissertation von Diplom-Physiker Alexander Frank aus Frankfurt

Januar 2012 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik



Energieverlust und Umladung von schweren Ionen in lasererzeugten Plasmen  
Energy loss and charge transfer of heavy ions in laser-generated plasma

Genehmigte Dissertation von Diplom-Physiker Alexander Frank aus Frankfurt

1. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth
2. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. Dieter H.H. Hoffmann

Tag der Einreichung: 5.10.2011

Tag der Prüfung: 28.11.2011

Darmstadt — D 17







---

# Zusammenfassung

Die Wechselwirkung schwerer Ionen mit Plasmen bildet einen der zentralen Forschungsschwerpunkte der Arbeitsgruppe Laser- und Plasmaphysik der TU Darmstadt, die ihre Experimente am GSI Helmholtz-Zentrum für Schwerionenforschung GmbH durchführt. Diese Experimente werden zum einen durch grundlegende atomphysikalische Fragestellungen motiviert, zum anderen durch die schwerioneninduzierte Trägheitsfusion. Dem zweiten Punkt folgend bietet die Erzeugung von Plasmen durch Laser den Vorteil, dass mit ihnen sowohl hohe Dichten als auch hohe Temperaturen erzeugt werden können.

Die in dieser Arbeit erzeugten Plasmen werden mit Hilfe der direkten Bestrahlung einer dünnen Kohlenstofffolie von  $0,5\text{ }\mu\text{m}$  Dicke durch die beiden Hochenergielasersysteme Phelix und nhelix erzeugt. Mit diesem Verfahren werden Plasmatemperaturen von  $T=140\text{--}200\text{ eV}$  erreicht, gleichzeitig beträgt die Dichte des Targets bis zu drei Promille der Festkörperdichte. Dies hat zur Folge, dass die erzeugten Kohlenstoffplasmen bereits nach  $7\text{ ns}$  in vollionisiertem Zustand vorliegen. Der experimentelle Aufbau wurde von der einseitigen Bestrahlung des Targets mit einem Hochenergielasersystem bei der Laserwellenlänge von  $\lambda_{Las} = 1,064\text{ }\mu\text{m}$  zu einer gleichzeitigen Heizung des Targets von beiden Seiten mit Hilfe von Phelix und nhelix bei der doppelten Laserfrequenz modifiziert. Diese Änderung führt dazu, wie anhand von 2D-Hydrodynamiksimulationen gezeigt wird, dass aufgrund des Anstiegs der kritischen Dichte der Anteil der durch Strahlung transportierten Wärme um einen Faktor drei ansteigt. Das hat eine globale Heizung des Targets zur Folge und reduziert den Einfluss von Inhomogenitäten im Laserfokusprofil auf den Plasmabildungsprozess deutlich. Diese Inhomogenitäten haben, wie im Rahmen der vorliegenden Arbeit gezeigt wird, einen signifikanten Einfluss auf die Qualität der Daten der Vermessung von Energieverlust und Umladung. Während der Laser-Plasma-Wechselwirkung bei Bestrahlung des Targets mit der Grundwellenlänge der Heizlaser wurde dort in vorangegangenen Experimenten ein zu Beginn dieser Arbeit physikalisch nicht verstandener Rückgang des Energieverlustes beobachtet. Mit dem neuen Versuchsaufbau konnte der Einfluss der Hydrodynamik des Targets auf die Energieverlust- und Ladungszustandsmessungen jedoch deutlich reduziert werden. Diese wirkt sich nur noch während der ersten  $4\text{ ns}$  der Laser-Plasma-Wechselwirkung aus. Vorher war dies für die ersten  $12\text{ ns}$  der Fall. Die Expansionseigenschaften des Plasmas konnten mit Hilfe eines neu-designten Multi-Frame-Interferometers charakterisiert werden. Dieses Interferometer erlaubt die Aufnahme von vier zweidimensionalen Elektronendichteverteilungen des Plasmas während einer Laser-Plasma-Wechselwirkung. Der zeitliche Abstand der Bilder untereinander beträgt dabei  $2\text{ ns}$ . Dessen Ergebnisse wurden zur Optimierung von 2D-Hydrodynamiksimulationen genutzt. Diese sind notwendig, um sämtliche Plasmaparameter des Targets bestimmen zu können. Die Unterschiede in dem der Diagnostik zugänglichen Dichtebereich und den Simulationsrechnungen sind meist geringer als  $20\%$ .

Die Entwicklung eines auf polykristallinem Diamant basierenden Ladungsspektrometers erlaubt in dem durchgeführten Flugzeitexperiment sowohl die gleichzeitige Vermessung des Energieverlustes des Ionenstrahls im Plasma als auch seiner Ladungsverteilung nach Austritt aus dem Plasma. Es ermöglicht weiterhin die Bestimmung der Ladungsverteilung mit einer Genauigkeit von  $6\%$  pro Ladungszustand. In der genannten Konfiguration wurde für die Ladungsverteilung von Argonionen im Plasma ein Anstieg der hohen Ladungszustände bei gleichzeitiger Reduktion der Anteile niedriger Ladungszustände im Vergleich zum Festkörper gemessen. Im Vergleich zur kalten Folie steigt der mittlere Ladungszustand von  $\bar{q}_{fk} = 15,8 \pm 0,1$  auf  $\bar{q}_{pl} = 16,2 \pm 0,1$ . In Relation zu einem kalten Gas mit  $\bar{q}_{gas} = 15,1$  ist dieser damit deutlich erhöht. Für den Energieverlust wird im direkten Vergleich zum Festkörper eine Erhöhung von bis zu  $53\% \pm 4\%$  im Plasma gemessen. Mit Hilfe dieser Diagnostik wurde eine Energieauflösung von  $\frac{\Delta E}{E} = 6 \cdot 10^{-4}$  erreicht. Die oben erwähnte systematische Verbesserung des Experimentaufbaus im Rahmen dieser Arbeit erlaubte erstmals die Vermessung des Energieverlustes von schweren Ionen in einem

---

lasererzeugten Kohlenstoffplasma ohne den bereits erwähnten Rückgang des Energieverlustes zu Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung unter den Energieverlust des Festkörpers.

Des Weiteren wird im Rahmen dieser Arbeit eine mikroskopische theoretische Beschreibung sowohl der Ladungsverteilung als auch des Energieverlustes entwickelt. Die Berechnung der Ladungsverteilung schwerer Ionen im Plasma basiert auf den Berechnungsroutinen für die verschiedenen Ionisations-, Anregungs- und Rekombinationsprozesse des Codes ETACHA. Diese Berechnungsroutinen werden im Rahmen dieser Arbeit für den Fall von teil- und vollionisierten Kohlenstoffplasmen erweitert. Weiterhin werden die relevanten Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkung mit freien Elektronen hinzugefügt. Die Berechnung der sich einstellenden Ladungsverteilungen erfolgt mit Hilfe eines Monte-Carlo-Ansatzes. Im Plasma sinkt der Wirkungsquerschnitt für die direkte Rekombination, wohingegen der Wirkungsquerschnitt für die direkte Ionisation leicht ansteigt. Die alleinige Betrachtung dieser Wirkungsquerschnitte ist jedoch nicht ausreichend. Da die theoretische Beschreibung sowohl die verschiedenen Schalen des Projektils als auch des Targets berücksichtigt, ist auch das Studium der Auswirkungen gekoppelter Effekte auf die sich einstellenden Ladungsverteilungen möglich. So wird im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, dass im Fall des betrachteten Laserplasmas trotz des Anstiegs der Wirkungsquerschnitte für die direkte Ionisation aufgrund der Expansionseigenschaften des Targets die Ionisation über eine zuerst erfolgende Anregung stark gebundener Elektronen und anschließender Ionisation weitestgehend verschwindet. Dies hat eine Reduktion der Ionisationswahrscheinlichkeit des Projektils um einen Faktor zwei im Vergleich zum Festkörper zur Folge. Weiterhin ist aufgrund der geringeren Dichte des Plasmas im Vergleich zum Festkörper auch ein deutlicher Anstieg der Rekombinationswahrscheinlichkeiten aufgrund des effektiven Einfangs in höherenergetischere Schalen und anschließendem Zerfall des Niveaus in den Grundzustand zu verzeichnen. Erst ab Temperaturen von ca. 80 eV im Kohlenstoffplasma sinkt die sich tatsächlich einstellende Rekombinationsrate unter das Niveau des Festkörpers und die Veränderung der Wirkungsquerschnitte für die direkten Ionisations- und Rekombinationsprozesse bestimmen die sich einstellende Ladungsverteilung.

Die theoretische Beschreibung der Ladungsverteilung wird anschließend mit dem differentiellen Energieverlust im Plasma verknüpft. Eine modifizierte Version des CasP-Codes erlaubt die Berechnung des Energieübertrags sowohl an gebundene Elektronen eines Ions als auch an ein freies Elektronengas. Beide Fälle werden im Rahmen eines Oszillatormodells beschrieben. Dabei wird sowohl die Abschirmung des Projektils für jeden sich einstellenden Ladungszustand durch gebundene Elektronen berücksichtigt als auch die Stoßparameterabhängigkeit des Energieverlustes. Es ist an keiner Stelle die Einführung einer nichtphysikalischen effektiven Ladung des Projektils notwendig. Die Verknüpfung mit dem tatsächlichen Ladungszustand des Ions erlaubt die mikroskopische Berechnung des Energieverlustes für jedes Teilchen an jeder Stelle in jedem Zustand im Target. Im Fall der im Experiment erzeugten Laserplasmen sagt die Theorie einen maximalen Anstieg des differentiellen Energieverlustes um einen Faktor zwei im Vergleich zum Festkörper voraus. Im Vergleich zu einem kalten Gas mit gleichen Parametern verursacht dabei der Anstieg des Ladungszustandes des Projektils im Target eine Erhöhung des Energieverlustes von etwa 12 %. Der effektivere Energieübertrag an freie Elektronen aufgrund der geringeren Anregungsenergie des entsprechenden Oszillators macht mit 88 % den sehr viel größeren Anteil aus.

Der Vergleich zwischen den theoretisch berechneten Werten und den experimentellen Daten ergibt im Fall der Ladungsverteilungen eine gute, im Fall des Energieverlustes eine hervorragende Übereinstimmung. Im zweiten Fall beträgt die Standardabweichung zwischen experimentellen und theoretisch berechneten Werten im Plasma  $\sigma_{STABW} = 0,2 \text{ MeV}$ , was je nach eingenommenem Energieverlustwert zwischen sechs und zehn Prozent Abweichung bedeutet. Dies entspricht den Fehlerbalken des Experiments. Demzufolge liefert die vorliegende Arbeit sehr präzise experimentelle Daten über den Energieverlust von Argonionen bei einer Energie von 4 MeV/u in einem heißen Kohlenstoffplasma und bietet gleichzeitig eine mikroskopische theoretische Beschreibung der dem Experiment zugrunde liegenden physikalischen Prozesse.

---

---

# Abstract

The interaction of heavy ions with plasmas is one of the main fields of research of the laser and plasma physics group at TU Darmstadt. The experiments are conducted at the GSI Helmholtz-Zentrum für Schwerionenforschung GmbH. They are motivated by fundamental problems of atomic physics and heavy ion fusion. Concerning the second application, the generation of plasmas with high energy laser systems allows to produce high densities and high temperatures and the target is probed by the heavy ion beam to study the interaction.

In this thesis, the plasma is created by directly irradiating a thin carbon foil from two sides with the laser systems nhelix and Phelix. This setup allows to produce plasma temperatures of 140-200 eV while the ion density of the target is still up to 3‰ of the solid density. Hence the target is transformed into a fully ionized state within 7 ns. The former setup in which the target was heated by only one of the two laser systems from one side at  $\lambda_{Las} = 1.064/1.053 \mu\text{m}$  was modified to a two-sided irradiation using both laser systems with frequency-doubled heating pulses. Consequently the critical density is increased which leads to a larger energy transfer of laser energy into radiation. As shown with 2D hydrodynamic simulations the contribution of radiation to the whole heating process is increased by a factor of three. Hence the target is heated more volumetrically which significantly decreases the impact of inhomogeneities in the laser focus profile on the plasma formation process. With the former setup these laser-induced inhomogeneities had a strong influence on the quality of the experimental data for the energy loss in earlier campaigns. This effect was not understood at the time of the beginning of this thesis. With the new setup the influence both in amplitude as well as in time is reduced from 12 ns to 4 ns. The expansion of the plasma is characterized by a re-designed multi-frame interferometer which allows to record four images of the electron density distribution, each separated by 2 ns, during one laser-plasma interaction. The results are used to optimize 2D hydrodynamic simulations which are utilized to obtain all plasma parameters needed. The differences between the values of the diagnostics and of the simulations are within 20%.

The development of a heavy ion charge state spectrometer based on polycrystalline diamond allows the recording of both the heavy ion beam's energy loss and its charge state distribution after having penetrated the plasma. A precision of 6% per charge state is achieved in the experiments. Using the experimental setup described above, an increase of the mean charge state for argon ions to  $\bar{q}_{pl} = 16.2 \pm 0.1$  compared to the solid state with  $\bar{q}_{ss} = 15.8 \pm 0.1$  is recorded. This means a significant increase in relation to the gaseous state with  $\bar{q}_{gas} = 15.1$ . For the energy loss measurements an energy resolution of the ion beam of  $\frac{\Delta E}{E} = 6 \cdot 10^{-4}$  is achieved. In direct comparison to the solid state at the beginning of the experiment an increase of the energy loss of up to  $53\% \pm 4\%$  is measured. For the first time no decrease of the energy loss below the solid state level at the beginning of the laser-plasma interaction is observed due to the systematic improvement of the experimental setup.

In addition, this thesis presents a microscopic theoretical description of both the evolution of the charge state distribution and the energy loss. The determination of the charge state distribution is based on the calculation routines of the code ETACHA describing the different processes for ionization, excitation and recombination. These routines are extended in this thesis to describe the case of partially and fully ionized carbon plasmas. Furthermore, the relevant cross sections for collisions with free electrons are added to the code. The resulting charge state distributions are calculated using a Monte-Carlo approach. In the plasma the cross sections for direct recombination are decreased while the cross sections for direct ionization are increased. However, considering only these direct dependencies is not sufficient. The theoretical description takes the different shells of both the projectile and the target into account. This

---

allows to study the influence of coupled processes on the resulting charge state distribution. In the case of the laser-plasmas generated in this thesis, the cross sections for direct ionization increase but the probability for the channel of an initial excitation of a strongly bound electron into a more weakly bound state and a subsequent ionization diminishes. This leads to a decrease of the ionization probability of a factor of two compared to the solid state. In addition, a much higher probability for recombination in the plasma is calculated. Due to the lower density the recombination into more weakly bound states with a following decay into the ground state is much more pronounced. Only for temperatures higher than 80 eV in the carbon plasma the effective recombination rate decreases below the level of the solid state and the changes in the direct ionization and recombination govern the evolution of the resulting charge state distribution.

The theoretical description of the charge state distribution is subsequently connected to the stopping power in the plasma. A modified version of the CasP code allows the calculation of the energy-transfer to both bound and free electrons. Both cases are described by assuming harmonic oscillators. The screening of the projectile by bound electrons is included for every charge state of the heavy ion as well as the impact-parameter dependence of the energy loss. Within this method no unphysical effective charge description is used at any point. The use of the real charge state of the heavy ion allows the microscopic description of the stopping power at every point in the target. In the plasma generated in the experiment, the theory predicts an increase of up to a factor of two compared to the solid state. In comparison to a cold gas with the same parameters the higher mean charge state leads to an increase of the stopping power of 12 %. The more efficient energy-transfer to free electrons due to the lower excitation energy of the corresponding oscillator leads to an increase of 88 % and is hence much more important in this case.

With regard to the charge state distribution, the comparison between the theoretical values and the experimental data leads to a good agreement, in case of the energy loss the agreement is excellent. In the second case, the standard deviation between experimental and theoretical data in the plasma is  $\sigma_{stddev} = 0.2 \text{ MeV}$  which corresponds to a deviation of 6-10 % depending on the absolute value of the energy loss. This means the deviations are of the same size as the error bars in the experiment. In conclusion, this thesis presents very precise experimental data on the energy loss of argon ions in a hot carbon plasma as well as a theoretical description of the experiment and its underlying physical processes.

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Laser-Plasma-Wechselwirkung und Plasmaphysik . . . . .	5
2.2	Wechselwirkung von Schwerionenstrahlen mit Materie . . . . .	11
2.2.1	Allgemeiner Überblick über Energieverlustprozesse . . . . .	11
2.2.2	Klassische und quantenmechanische Beschreibung des Energieverlustes und deren Verbindung . . . . .	11
2.2.3	Der Ladungszustand von schweren Ionen in Materie . . . . .	14
2.2.4	Abschirmung des Projektilpotentials durch gebundene Elektronen und effektive Ladung . . . . .	15
2.2.5	Weitere zu berücksichtigende Prozesse . . . . .	17
2.2.6	Fortgeschrittene Theorien . . . . .	18
2.2.7	Änderungen im Plasmafall . . . . .	19
2.2.8	Fazit für die Beschreibung des Energieverlustes von Schwerionenstrahlen in laser- erzeugten Plasmen . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>21</b>
3.1	Systematischer Aufbau der Experimente . . . . .	21
3.2	Der GSI-Linearbeschleuniger . . . . .	22
3.3	Ionenstrahldiagnostik . . . . .	24
3.3.1	Aufbau und Konstruktion des Ladungsspektrometers . . . . .	24
3.3.2	Der Flugzeitdetektor . . . . .	29
3.4	Lasersysteme und Plasmadiagnostik . . . . .	29
3.4.1	Phelix . . . . .	29
3.4.2	nhelix . . . . .	31
3.4.3	Plasmadiagnostik . . . . .	32
3.4.3.1	Multi-Frame Interferometrie . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Experimente</b>	<b>37</b>
4.1	Vermessung des Energieverlustes bei einseitiger Bestrahlung des Targets . . . . .	37
4.1.1	Untersuchung der Verringerung des Energieverlustes mit Hilfe von Hydrodynamik- simulationen . . . . .	39
4.2	Energieverlust bei beidseitiger Bestrahlung des Targets mit der Grundwellenlänge . . . . .	43
4.2.1	Energieverlust von Schwefel . . . . .	44
4.2.2	Energieverlust von Calcium . . . . .	45
4.3	Energieverlust von Argon bei beidseitiger Bestrahlung mit der zweiten Harmonischen . . . . .	47
4.3.1	Motivation der Frequenzverdopplung . . . . .	47
4.3.2	Plasmadiagnostik und Hydrodynamiksimulationen . . . . .	49
4.3.3	Experimentergebnisse . . . . .	52
4.4	Ladungsverteilung in Plasmen . . . . .	55
4.4.1	Der Einfluss der Inhomogenitäten auf die Ladungsverteilung . . . . .	55
4.4.2	Die Ladungsverteilung von Calcium bei beidseitiger Bestrahlung mit der Grund- wellenlänge . . . . .	56

4.4.3	Die Ladungsverteilung von Argon bei beidseitiger Bestrahlung mit der zweiten Harmonischen . . . . .	58
4.5	Fazit . . . . .	60
<b>5</b>	<b>Die theoretische Beschreibung der Umladung von Schwerionen in Plasmen</b>	<b>61</b>
5.1	Die Ratengleichung der Umladung . . . . .	61
5.2	Das Slatersche Atommodell und Slaterzahlen . . . . .	62
5.3	Der ETACHA code . . . . .	62
5.4	Experimentelle Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Umladung in kalter Materie	64
5.5	Etacha: Stöße mit Atomen/Ionen . . . . .	66
5.5.1	Lösung der Saha-Gleichung . . . . .	67
5.5.2	Ionisation und Anregung durch Stöße mit Ionen . . . . .	68
5.5.2.1	Anpassung für Plasmen . . . . .	68
5.5.2.2	Abhängigkeit der Ionisationsquerschnitte von den Plasmaparametern . .	70
5.5.3	Rekombination durch den Einfang gebundener Elektronen . . . . .	72
5.5.3.1	Anpassung für Plasmen . . . . .	72
5.5.3.2	Das Verhalten des nicht-radiativen Einfangs bei verschiedenen Plasmaparametern . . . . .	73
5.6	Stöße mit freien Elektronen . . . . .	75
5.6.1	Ionisation durch Stöße mit freien Elektronen . . . . .	76
5.6.2	Dielektronische Rekombination . . . . .	76
5.6.2.1	Das Verhalten der dielektronischen Rekombination bei verschiedenen Plasmaparametern. . . . .	79
5.6.3	3-Körper-Rekombination . . . . .	81
5.6.4	Berechnung der Wirkungsquerschnitte im Monte-Carlo-Code . . . . .	81
5.7	Ladungsverteilungen in Plasmen – Systematiken und Effekte . . . . .	82
5.8	Austretende Ladungsverteilungen . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Die theoretische Beschreibung des Energieverlustes in Plasmen und Vergleich mit Experimenten</b>	<b>89</b>
6.1	CasP . . . . .	89
6.2	Die Abhängigkeit des differentiellen Energieverlustes von Ladungszustand und Plasmaparametern . . . . .	90
6.2.1	Die Unterschiede zwischen Betheformel und CasP für Schwerionen in Plasmen . .	90
6.3	Differentieller Energieverlust im lasererzeugten Kohlenstoffplasma . . . . .	93
6.4	Ladungszustandsabhängigkeit des Energieverlustes . . . . .	95
6.5	Integraler Energieverlust und Vergleich mit Experimenten . . . . .	96
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>101</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>105</b>
	<b>Liste referierter Veröffentlichungen</b>	<b>111</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>113</b>



---

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Ladungsverteilung eines Kohlenstoffplasmas in Abhängigkeit der Temperatur bei einer Ionendichte von $n_I = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . . . . .	9
2.2	Schematische Skizze der charakteristischen Bereiche der Laser-Plasma-Wechselwirkung [Eli02]. . . . .	10
2.3	Verschiedene Bereiche des Ionenstoppens exemplarisch dargestellt für Sauerstoff in Aluminium aus [Sig05] mit den Daten von [Pau11]. . . . .	12
2.4	Effektives Ladungsverhältnis für Argon in Kohlenstoff, definiert als $\gamma^2 = L_{Ar-C}/L_{He-C}$ . . . .	16
2.5	Detailliertere Betrachtung der verschiedenen Regime und Theorien des Energieverlustes für ein Kohlenstofftarget [Sig05] (siehe Text) . . . . .	17
3.1	Prinzipieller Aufbau des Energieverlust- und Umladungsexperiments an Z6. . . . .	21
3.2	Verschiebung der Ankunftszeit der Mikropulse aufgrund einer Erhöhung des Energieverlustes. . . . .	22
3.3	Schematische Skizze UNILAC. . . . .	23
3.4	Die Fluktuationen eines polykristallinen Diamantdetektors in Abhängigkeit von der einfallenden Teilchenzahl. . . . .	27
3.5	Aufbau und Konstruktion des Ladungsspektrometers . . . . .	28
3.6	Schematische Skizze Phelix . . . . .	30
3.7	Schematischer Aufbau des <i>nhelix</i> -Lasersystems . . . . .	31
3.8	Konzeptioneller Aufbau des Nomarski-Interferometers . . . . .	34
3.9	Konzeptioneller Aufbau des Gesamtsystems des Interferometers. . . . .	35
4.1	Experimenteller Aufbau des reinen Energieverlustexperiments mit entweder <i>nhelix</i> oder Phelix als Heizlaser. . . . .	38
4.2	Energieverlustmessungen mit <i>nhelix</i> . . . . .	39
4.3	Energieverlustmessung mit Phelix . . . . .	40
4.4	Fokusprofil <i>nhelix</i> . . . . .	41
4.5	Modellierung des Laserfokus in Hydrodynamiksimulationen. . . . .	41
4.6	Ionendichte und RALEF-2D bei einseitiger inhomogener Bestrahlung. . . . .	42
4.7	Berechneter Energieverlust inhomogenes Target . . . . .	43
4.8	Energieverlust von $^{34}\text{S}$ in Kohlenstoffplasma bei beidseitiger Bestrahlung . . . . .	45
4.9	Energieverlust von $^{48}\text{Ca}$ bei beidseitiger Bestrahlung des Targets . . . . .	46
4.10	Linienprofil des <i>nhelix</i> -Fokus ( $2\omega$ ) und zeitliche Entwicklung der Flächenbelegung des Kohlenstofftargets . . . . .	48
4.11	Vergleich der Experimentkonfiguration anhand von RALEF2D-Simulationen. . . . .	49
4.12	Vergleich der Ergebnisse für die freie Elektronendichte im Plasma gewonnen aus Experiment und Hydrodynamiksimulationen. . . . .	50
4.13	Vergleich der verschiedenen Interferometerarme untereinander und mit den Ergebnissen der Hydrodynamiksimulationen. . . . .	51
4.14	Zeitintegrierte Aufnahme der Laser-Plasma-Wechselwirkung mit einer Spiegelreflexkamera. . . . .	53
4.15	Energieverlust von Argon bei 4 MeV/u bei beidseitiger Bestrahlung einer Kohlenstofffolie der Dicke 0,5 $\mu\text{m}$ durch die Lasersysteme Phelix und <i>nhelix</i> unter Verwendung der zweiten Harmonischen. . . . .	54

4.16	Aus dem Target austretende Ladungsverteilung (links) und mittlerer Ladungszustand (dargestellt durch die Farbskala) im Target von Argon (rechts) gemäß der in Kapitel 5 entwickelten Theorie in einem Kohlenstoffplasma bei Bestrahlung mit einem inhomogenen Fokusprofil nach 4 ns. . . . .	56
4.17	Ladungsverteilung von $^{48}\text{Ca}$ bei 4,9 MeV/u in kalter und heißer Materie. . . . .	57
4.18	Ladungsverteilung von Argon bei 4 MeV/u im Festkörper und im Plasma. . . . .	59
5.1	Ladungsverteilung von Calcium bei 4,9 MeV/u in dünnen Kohlenstofffolien zur Bestimmung der Umladungsquerschnitte. . . . .	64
5.2	Ladungsverteilung von Argon bei 4,0 MeV/u in dünnen Kohlenstofffolien. . . . .	66
5.3	Verlauf des mittleren Ionisationsgrades von Kohlenstoff bei verschiedenen Dichten in Abhängigkeit der Temperatur gemäß der Lösung der Sahagleichung. . . . .	68
5.4	Verlauf der Wirkungsquerschnitte für die Ionisation. . . . .	71
5.5	Beiträge der Anregung zur effektiven Ionisation von $\text{Ar}^{16+}$ . Die durchgezogenen Linien stellen hierbei die Wirkungsquerschnitte zur direkten Ionisation dar. Die gestrichelten Werte entsprechen den Beiträgen von zuerst erfolgreicher Anregung und anschließender Ionisation (siehe Text). Die gestrichelt-gepunkteten Kurven entsprechen der Summe aus beiden Beiträgen zur Ionisation. . . . .	71
5.6	Verlauf der Wirkungsquerschnitte für die Rekombination von $\text{Ar}^{16+}$ bei 4 MeV/u bestehend aus nicht-radiativem und radiativem Einfang. . . . .	74
5.7	Effektiver Verlauf des integralen Wirkungsquerschnitts für den nicht-radiativen Einfang in Abhängigkeit der Temperatur . . . . .	75
5.8	Verlauf der Wirkungsquerschnitte der dielektronischen Rekombination in Abhängigkeit der Projektilenergie. . . . .	78
5.9	Verlauf der Rekombinationsquerschnitte für Argon mit dem Ladungszustand 16+ im Plasma in Abhängigkeit der Temperatur. . . . .	79
5.10	Verlauf der gesamten effektiven Rekombinationswirkungsquerschnitte von $\text{Ar}^{16+}$ bei einer Energie von 4 MeV/u für verschiedene Dichten in Abhängigkeit der Temperatur. . . . .	80
5.11	Ladungsverteilungen im Plasma. . . . .	83
5.12	Vergleich zwischen experimentell gemessener Ladungsverteilung austretend aus dem Target und Simulationsergebnissen am Ende des Targets für Argon bei 4 MeV/u und dem Eingangsladungszustand 16+. Bei den durchgezogenen Linien handelt es sich um die theoretischen Ergebnisse. . . . .	85
5.13	Vergleich zwischen dem vermessenen mittleren Ladungszustand im Experiment und Theorie nach Austritt aus dem Plasma. . . . .	86
6.1	Verlauf des Wirkungsquerschnitt für Argon mit dem Ladungszustand 18+ bei einer Energie von 4 MeV/u in Abhängigkeit der Plasmamaparameter Ionendichte und Temperatur. . . . .	91
6.2	Abhängigkeit des Energieverlustes vom Ladungszustand gemäß CasP . . . . .	92
6.3	Energieverlust gemäß Bethe-Formel für $\text{Ar}^{18+}$ (rote Kurve) bei 4 MeV/u im Vergleich mit CasP . . . . .	92
6.4	Verlauf der Stopping Power im Plasmatarget zu verschiedenen Zeiten. . . . .	94
6.5	Energieverteilung der verschiedenen Ladungszustände. . . . .	95
6.6	Energieverlust von Calcium bei 4,9 MeV/u im Vergleich mit der Theorie. . . . .	97
6.7	Energieverlust von Argon bei 4,0 MeV/u im Vergleich mit der Theorie. . . . .	97



---

# 1 Einleitung

Seit mittlerweile über 100 Jahren ist die Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Materie ein intensiv erforschtes Gebiet. Bereits in der ersten Hälfte des letzten Jahrhunderts entstanden wichtige Arbeiten von Bohr [Boh13], Bethe [Bet30] und Bloch [Blo33] und das Verständnis der der Wechselwirkung zugrunde liegenden Prozesse hat sich seitdem kontinuierlich fortentwickelt. So existiert heute eine große Anzahl an experimentellen Daten [Pau11] und theoretischen Modellen [SS00, GS98, May02, Zie11], die in den allermeisten Fällen ein gutes Verständnis der Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Festkörpern und Gasen illustrieren.

Ganz anders stellt sich dies jedoch im Fall der Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Plasmen dar. Der Begriff Plasma (griechisch „das Gebilde“) wurde erstmals von Irving Langmuir im Jahr 1928 geprägt. Unter einem Plasma wird ein ionisiertes Gas verstanden, bei dem ein großer Teil der Elektronen in einem freien, ungebundenen Zustand vorliegen. Auch wenn sich lokal elektrische Felder zwischen den Elektronen und Ionen ausbilden, so erscheint das Plasma von außen betrachtet trotzdem als neutral, da die freien Elektronen das Potential der Ionen abschirmen und umgekehrt. Die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den ungebundenen Elektronen und den Ionen führt bei Anwesenheit einer Störung zu kollektiven Effekten, weshalb die Beschreibung von Plasmen sich äußerst komplex gestaltet. Die Untersuchung der Physik von Plasmen wird im Wesentlichen durch zwei große Gebiete motiviert. Zum einen ist es für ein Verständnis der Astrophysik aufgrund der Häufigkeit des Plasmazustands im Universum essentiell, zum anderen bildet die mögliche Energiegewinnung durch die Fusion leichter Atomkerne den zweiten großen Antrieb zur Erforschung dieses Feldes. Bei der Realisierung von in der Zukunft möglichen Fusionsreaktoren existieren verschiedene Ansätze:

Eine Variante ist der Einschluss eines großen Volumens eines dünnen, sehr heißen Plasmas mit Hilfe von Magnetfeldern („Magnetic Confinement Fusion“-MCF [She94]) über sehr lange Zeiten (Stunden). Der zweite Ansatz ist die kurzzeitige (Nanosekunden) Kompression eines sogenannten Pellets - eine kleine, zu Beginn feste Brennstoffkugel gefüllt mit einem Deuterium-Tritium-Gemisch - bis hin zu Dichten, die etwa dem 1000-fachen der Festkörperdichte entsprechen, und zu Temperaturen von mehreren keV. Dieses Vorgehen wird meist als Trägheitsfusion („Inertial Confinement Fusion“ - ICF [MAR98]) bezeichnet. Solch hohe Verdichtungen können durch den Ablationsdruck an der Oberfläche des Targets verursacht werden. Dieser kann sowohl durch die sphärisch-symmetrische Bestrahlung des Pellets mit hochintensiven Laserstrahlen (direkte Heizung) als auch durch die Bestrahlung mittels Röntgenstrahlung in einem Hohlraumkonvertertarget erzeugt werden. Das Konvertertarget kann ebenfalls mit Hilfe intensiver Laser- oder Ionenstrahlen ([CT97]) geheizt werden.

Ein weiteres Konzept ist die sogenannte „schnelle Zündung“ („Fast Ignition“ - [THG<sup>+</sup>94, RCK<sup>+</sup>01]), bei der das Target auf die entsprechenden Dichten komprimiert wird, die hohen Temperaturen jedoch über einen zusätzlichen hochintensiven Laser- oder Ionenpuls zur Zündung erreicht werden. Gerade für dieses Konzept weisen Ionenstrahlen vorzügliche Eigenschaften auf. Das Maximum der Energiedeposition liegt bei Schwerionenstrahlen im Bragg-Peak. Dieser kann durch entsprechende Wahl der Ionenenergie inmitten des Materials platziert werden. Zur Realisierung eines solchen Verfahrens ist das Verständnis der Wechselwirkung von Schwerionen mit einem Plasma notwendig und insbesondere deren Energiedeposition von herausragender Bedeutung.

Der Fragestellung nach dem Energieverlust und der Ladungsverteilung von Ionenstrahlen in Plasmen sind im Vergleich zum Fall kalter Materie nur sehr wenige Arbeiten nachgegangen. Experimentelle Daten zur Überprüfung der Gültigkeit der verschiedenen Theorien und Modelle für Plasmen sind nur in

sehr geringer Anzahl vorhanden. Das GSI Helmholtz-Zentrum für Schwerionenforschung GmbH bietet hierbei mit seinem Linearbeschleuniger UNILAC („Universal Linear Accelerator“) und den beiden Hochenergielasersystemen Phelix („Petawatt High Energy Laser System for Ion Experiments“) und nhelix („Nanosecond High Energy Laser System for Ion Experiments“) einen optimalen Ort zur Durchführung solcher Experimente. So wurden bereits in der Vergangenheit Arbeiten auf diesem Gebiet mit der Hilfe von Wasserstoffplasmen [WHJ<sup>+</sup>89, G<sup>+</sup>89] durchgeführt, die aus der Gasphase auf Elektronendichten von  $n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen von 2 eV gebracht werden konnten. Weiterhin wurden erste Experimente mit lasererzeugten Kohlenstoffplasmen durchgeführt [RSS<sup>+</sup>00, Sue99], die den Temperatur- und Dichtebereich des Experiments auf bis zu 60 eV und Elektronendichten von  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  anhoben. Derzeit werden in der Arbeitsgruppe Laser- und Plasmaphysik zwei Ansätze zur Erforschung der Wechselwirkung von Ionenstrahlen verfolgt. Eine Variante ist die Erzeugung weicher Röntgenstrahlung mit Hilfe eines Konvertertargets [Heß10, HBF<sup>+</sup>11] zur homogenen Heizung eines Kohlenstofftargets, mit dem der Ionenstrahl anschließend wechselwirkt. Dieses Verfahren wurde erstmals in [Sch11] durchgeführt. Mit diesem Experimentaufbau werden Plasmen mit hohen Elektronendichten von  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  bis  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$  bei Temperaturen von 30 – 40 eV erreicht. Die andere Variante ist die direkte Bestrahlung einer dünnen Kohlenstofffolie mit Hilfe eines oder beider Hochenergielasersysteme. In diesem Fall werden etwas geringere Elektronendichten von  $10^{20} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  erreicht. Dafür weisen diese jedoch deutlich höhere Temperaturen von 150 – 200 eV auf. Die so bestrahlten Kohlenstofffolien liegen nach erfolgter Heizung in einem vollionisierten Zustand vor.

Die hier vorliegende Arbeit widmet sich dem zweiten Ansatz. Sie setzt die experimentelle Untersuchung sowohl der Ladungsverteilung von schweren Ionen als auch insbesondere des Energieverlustes in Laserplasmen fort, die in [Rot97] und [Sue99] begonnen wurde. Sie schließt dabei unmittelbar an [Fra08] an, wo mit Hilfe eines in [Wam06] neu entwickelten Stopdetektors mit hoher Präzision der Energieverlust in Laserplasmen vermessen wurde. Ebenfalls wurden dort die ersten Schritte in Richtung einer vollständigen theoretischen Beschreibung der Wechselwirkung des Ionenstrahls mit heißer Materie getätigt. Diese Arbeit führt die experimentelle Untersuchung des Energieverlustes fort. Sie ergänzt die Vermessung dieser Größe durch die gleichzeitige Vermessung der Ladungsverteilung des Schwerionenstrahls. Gleichzeitig wird der experimentelle Aufbau in der Art modifiziert, dass zum ersten Mal die Vermessung des Energieverlustes ohne einen zu Beginn dieser Arbeit physikalisch nicht verstandenen Rückgang während der Laser-Plasma-Wechselwirkung möglich ist. Die Verbesserung des Experiments geht dabei einher mit einer systematischen Weiterentwicklung des theoretischen Ansatzes zur Beschreibung der Wechselwirkung des Ionenstrahls mit einem Kohlenstoffplasma. Sie erlaubt die präzise Beschreibung der Evolution der Ladungsverteilung des Schwerionenstrahls im Plasma als auch dessen Energieverlust. Diese mikroskopische Beschreibung verzichtet vollständig auf die Einführung eines effektiven Ladungszustands und beschreibt sowohl qualitativ als auch quantitativ die im Experiment gewonnenen Daten sowohl im Fall der austretenden Ladungsverteilung als auch insbesondere im Fall des Energieverlustes.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in die folgenden Teile: Zunächst wird in Kapitel 2 eine Einführung in die zum Verständnis notwendige Theorie gegeben. Im Anschluss daran wird in Kapitel 3 der experimentelle Aufbau vorgestellt und die Entwicklung der beiden für diese Arbeit wichtigsten Diagnostiken erläutert. Dabei handelt es sich um ein Spektrometer auf der Basis von polykristallinem Diamant, das die gleichzeitige Vermessung der Ladungsverteilung und des Energieverlustes eines Schwerionenstrahls erlaubt, sowie ein sogenanntes Multi-Frame-Interferometer zur Diagnostik der Elektronendichte des Plasmas und dessen Expansionseigenschaften. Die Ergebnisse der Vermessung des Energieverlustes und der Ladungsverteilung werden in Kapitel 4 vorgestellt. Gleichzeitig wird dort eine systematische Verbesserung des Experimentaufbaus betrieben um möglichst optimale Targetparameter für die Vermessung der genannten Strahlparameter zu erreichen. In Kapitel 5 wird eine theoretische Beschreibung der Ladungsverteilung von Schwerionenstrahlen in Kohlenstoffplasmen entwickelt. Mit Hilfe dieses theoretischen Ansatzes wird der Einfluss der Plasmamparameter auf die verschiedenen Ionisations- und Einfangspro-

---

zesse systematisch untersucht und es werden für einen großen Dichte- und Temperaturbereich wichtige und teilweise unerwartete Systematiken aufgezeigt. Weiterhin wird der Einfluss der aufgezeigten Systematiken auf die Projektiladungsverteilung durch das lasererzeugte Kohlenstoffplasma untersucht und anschließend Experiment und theoretische Vorhersagen miteinander verglichen. In Kapitel 6 wird das theoretische Modell für den Energieverlust erläutert und ein Vergleich mit älteren Modellen durchgeführt. Die im vorangegangenen Kapitel berechneten Ladungsverteilungen werden mit der Beschreibung des Energieverlustes verknüpft und auf die im Experiment erzeugten Plasmen angewandt. Den Abschluss bildet der Vergleich zwischen Experiment und Theorie.



---

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die physikalischen Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind, gegeben. Im ersten Abschnitt wird eine kurze Zusammenfassung der für diese Arbeit notwendigen Laser-Plasma-Wechselwirkung gegeben. Dabei liegt der Fokus auf den zum Verständnis des Verhaltens des verwendeten Targets notwendigen Physik. Der darauffolgende Teil beschäftigt sich mit den beiden Schwerpunkten dieser Arbeit: als übergeordnetes Thema mit dem Energieverlust von schweren Ionen in kalter Materie und den sich ergebenden Änderungen im Plasmafall. Weiterhin werden dort aufgrund des betrachteten Parameterregimes dieser Arbeit die Ladungsaustauschprozesse von schweren Ionen in beiden Fällen diskutiert. Dieser Abschnitt dient dabei der Gewinnung eines allgemeinen Überblicks über die Thematik, die konkrete Berechnung von Umladung und Energieverlust wird ausführlich in den Kapiteln 5 und 6 dargestellt und durchgeführt. Sofern nicht anderweitig erwähnt, werden die angegebenen Formeln in cgs-Einheiten angegeben.

---

### 2.1 Laser-Plasma-Wechselwirkung und Plasmaphysik

---

Die in dieser Arbeit betrachteten Plasmen wurden mit Hilfe der Hochenergielasersysteme Phelix und nhelix erzeugt. Mit heutigen Lasersystemen lassen sich Pulse mit äußerst hohen Leistungs- und Energiedichten erzeugen. Bisher konnten Intensitäten von rund  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  erreicht werden. Über den Parameterbereich der möglichen Intensitäten zur Plasmaerzeugung von ca.  $10^9 \text{ W/cm}^2$  bis hinauf zu dem besagten Höchstwert spielen eine Vielzahl von Prozessen eine Rolle, die den Rahmen dieses Kapitels sprengen würden. Für einen allgemeineren und ausführlicheren Überblick über diese Thematik seien beispielsweise [Eli02] und [MB10] empfohlen. Die in der vorliegenden Arbeit am Target herrschenden Intensitäten liegen im Bereich von  $10^{11} \text{ W/cm}^2$  bis  $10^{12} \text{ W/cm}^2$  und es soll im folgenden Abschnitt ein kurzer Überblick über die auftretenden Prozesse, die zum Verständnis der durchgeführten Experimente wichtig sind, gegeben werden.

Treffen Laserpulse im besagten Intensitätsbereich auf ein Festkörpertarget, koppeln die Photonen primär an freie Elektronen an, die auch in einem Festkörper aufgrund seiner Temperatur und durch Verunreinigungen vorhanden sind. Diese werden sehr schnell und effektiv beschleunigt und ionisieren auf ihrem Weg durch den Festkörper weitere Atome. Diese herausgelösten Elektronen werden wiederum durch das elektrische Feld des Lasers beschleunigt, so dass sich dieser Prozess lawinenartig über die Targetoberfläche ausbreitet. Es entsteht somit eine Schicht ionisierter Materie, die während der Dauer des Laserpulses immer weiter geheizt wird.

Werden freie Elektronen in einem Plasma durch ein entsprechendes elektrisches Feld verschoben, so erfahren sie durch die entstehende positive Raumladung sofort eine Rückstellkraft. Analog zum harmonischen Oszillator beginnen sie mit einer charakteristischen Frequenz zu schwingen, der sogenannten Plasmafrequenz (SI-Einheiten)

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.1)$$

mit der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_0$ . Die Plasmafrequenz hängt im nicht-relativistischen Fall, der für die vorliegende Arbeit völlig ausreichend ist, nur von der freien Elektronendichte  $n_e$  ab. Innerhalb einer Zeitspanne in der Größenordnung von 100 ps bildet sich die sogenannte kritische Dichte  $n_{cr}$  heraus, die eine Grenze für das Eindringen der Laserstrahlung darstellt. Diese Dichte stellt dabei genau die Elektronendichte dar, bei der die einfallende Laserfrequenz  $\omega_L$  der zugehörigen Plasmafrequenz entspricht. Für die

in dieser Arbeit verwendeten Lasersysteme Phelix und nhelix entspricht dies bei der Grundwellenlänge von  $1,053 \mu\text{m}$  bzw.  $1,064 \mu\text{m}$  einer Dichte von  $n_e = 9,92 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  bzw.  $9,71 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , im Falle der Frequenzverdopplung bzw. Verdreifachung dem jeweils vierfachen bzw. neunfachen dieses Wertes. Ist die Frequenz der einfallenden Laserstrahlung kleiner als die Plasmafrequenz, so können die Elektronen dem angelegten Feld folgen. Das Plasma ist für elektromagnetische Strahlung niedrigerer Frequenz als  $\omega_{pe}$  intransparent. Die kritische Dichte stellt eine Reflexionsbedingung dar. Dennoch bedeutet dies nicht, dass nicht auch Absorptionsprozesse insbesondere an dieser Stelle eine wichtige Rolle spielen. Ist die Laserfrequenz größer als  $\omega_{pe}$ , so kann die elektromagnetische Welle im Plasma propagieren.

Die besondere Schwierigkeit einer theoretischen Beschreibung eines Plasmas liegt in dem Auftreten von kollektiven Effekten begründet. In einem Plasma existiert eine Vielzahl an freien Ladungsträgern. Trotzdem erscheint das Plasma von außen betrachtet als Gesamtes elektrisch neutral, da auch die freien Elektronen das Potential der Ionen abschirmen und umgekehrt. Das Einbringen einer Testladung führt zu einer Umordnung der Verteilung der Ladungsträger bis das Testpotential abgeschirmt ist. Diese Eigenschaft wird als Quasineutralität des Plasmas bezeichnet. Sie bedeutet, dass lokal große elektrische Felder in einem Plasma auftreten können, diese jedoch über eine bestimmte Skalenlänge abgeschirmt werden. Für die in dieser Arbeit erzeugten Plasmen ist dies die sogenannte Debye-Länge

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi e^2 n_e}} \quad (2.2)$$

die als charakteristische Abschirmlänge des elektrischen Potentials eines Ions im Plasma  $\phi = \frac{Ze}{r} e^{-r/\lambda_{De}}$  Verwendung findet. Dieses Konzept ist gültig, wenn die Anzahl der Elektronen  $N_{De} = \frac{4}{3}\pi n_e \lambda_{De}^3$  in der das Ion umgebenden Wolke genügend groß ist.  $N_{De}$  wird in der Literatur meist als Plasmaparameter bezeichnet. Für die in dieser Arbeit betrachteten Laserplasmen mit typischen Elektronendichten zwischen  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  bis  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  bei Temperaturen zwischen 100 und 200 eV ist dieses Konzept zulässig.

Zur Beschreibung eines Plasmas existieren je nach betrachteter Fragestellung verschiedene Ansätze. Für Details zur kinetischen Theorie und zur tatsächlichen Beschreibung der Bewegungsgleichungen der einzelnen Plasmateilchen sei auf die oben genannte Literatur verwiesen. Für diese Arbeit, in der die Plasmen auf einer Nanosekundenzeitskala bei hohen Dichten existieren, ist der hydrodynamische Ansatz der üblicherweise verwendete. Die Möglichkeit der Beschreibung des Plasmas als eine neutrale oder, im Fall der Aufspaltung zwischen Ionen und Elektronen, zwei neutrale Flüssigkeiten basiert genau auf der oben erläuterten Quasineutralität. Den Ansatz bilden die drei Eulerschen Differentialgleichungen der Hydrodynamik. Dies sind zunächst die Kontinuitätsgleichungen sowohl für die Elektronen als auch die Ionenflüssigkeit:

$$\frac{\partial \rho_{i,e}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}_{i,e}) = 0 \quad (2.3)$$

Diese Gleichung drückt die Erhaltung der Masse aus. Hierbei steht  $\rho_{i,e}$  für die jeweilige Ionen- bzw. Elektronendichte und  $u_{i,e}$  für die Geschwindigkeit des betrachteten Massenelements.

Die zweite Gleichung beschreibt die Impulserhaltung eines Massenelements und hat die Form:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}_{i,e}}{\partial t} + \rho (\vec{u}_{i,e} \cdot \nabla) \vec{u}_{i,e} + \nabla P = \vec{F} \quad (2.4)$$

Hierbei steht  $P$  für den Druck und  $\vec{F}$  für die äußeren Kräfte auf die Flüssigkeit.

Die dritte Gleichung ist die Energieerhaltung eines mitbewegten Massenelements und nimmt in der Hydrodynamik die folgende Gestalt an:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( \epsilon + \frac{1}{2} u_{i,e}^2 \right) \right] + \vec{\nabla} \cdot \left[ \rho \vec{u}_{i,e} \left( \epsilon + \frac{1}{2} u_{i,e}^2 \right) + P \vec{u}_{i,e} \right] = w_V + w_O + q_H + q_{ext} + q_{austausch} + q_{rad} \quad (2.5)$$

Hierbei stehen die Größen  $\epsilon$  für die innere Energie,  $w_V$  und  $w_O$  für die auftretenden Volumen- und Oberflächenarbeit,  $q_H$  für den Wärmetransport,  $q_{ext}$  und  $q_{austausch}$  für externe Wärme- bzw. Energieeinträge und den Energieaustausch zwischen den beiden Flüssigkeiten. Die Dimensionen in der obigen Gleichung betreffend sei jedoch angemerkt, dass es sich bei den angegebenen Größen in differentieller Darstellung eigentlich um Energiedichten handelt. Betrachtet man jeweils nur die linke Seite der Gleichungen ohne äußere Einflüsse, so wird klar, dass es sich hier jeweils für jede Flüssigkeit um drei Gleichungen mit den vier Unbekannten  $\rho$ ,  $\vec{u}$ ,  $\epsilon$  und  $P$  handelt. Es wird also noch eine vierte Gleichung zur Lösung dieses Gleichungssystems benötigt. Diese stellt die Zustandsgleichung des jeweiligen Fluids  $\epsilon = \epsilon(P, \rho)$  dar, die die Relation zwischen den verschiedenen thermodynamischen Größen herstellt. Von besonderer Bedeutung ist in diesem Zusammenhang der Begriff des lokalen thermischen Gleichgewichts (LTE). Dieser setzt voraus, dass im Plasma Stoßprozesse gegenüber An- und Abregung durch strahlende Prozesse dominieren. Das bedeutet, dass im lokalen thermischen Gleichgewicht sich alle Zustandsgrößen im thermischen Gleichgewicht befinden und damit Maxwell-Boltzmann-Statistiken gehorchen, mit Ausnahme der Strahlung. Dies macht die Verknüpfung der thermodynamischen Größen untereinander mit Hilfe der Zustandsgleichungen möglich.

Trifft Laserstrahlung auf das Plasma, so kann sie, wie bereits oben erläutert, bis zur kritischen Dichte eindringen. Dabei wird jene Laserstrahlung zumindest teilweise absorbiert und sorgt somit für einen externen Energieeintrag  $q_{ext}$  in das System. Bei den hier betrachteten Intensitäten stellt die inverse Bremsstrahlung den dominanten Absorptionsmechanismus dar. Hierunter versteht man den Umkehrprozess der allgemein bekannten Bremsstrahlung, bei dem ein Photon während eines Streuprozesses nicht emittiert sondern absorbiert wird. Die Dämpfungsrate  $\kappa_{iB}$  lässt sich hierbei aus der Bewegungsgleichung eines freien Elektrons im elektrischen Laserfeld mit einem Stoßterm  $\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e\vec{E}}{m_e} - \frac{\vec{v}}{\nu_{ei}}$  berechnen.  $\nu_{ei}$  ist hierbei die Elektron-Ionen Stoßfrequenz, die gemäß [Eli02] folgendermaßen angesetzt werden kann:

$$\nu_{ei} \approx \frac{4\sqrt{2}\pi Z^2 e^4 n_i \log \Lambda}{3\sqrt{m_e} (k_B T_e)^{3/2}} \quad (2.6)$$

Hierbei steht  $\log \Lambda$  für den Coulomblogarithmus. Aus den Maxwellgleichungen für eine freie bewegte Ladung im Vakuum lässt sich mit Hilfe der Bewegungsgleichung die Dispersionsrelation für transversale Wellen ableiten. In erster Ordnung lässt sich aus dieser die folgende Form des Absorptionskoeffizienten bestimmen:

$$\kappa_{iB} = \left( \frac{\nu_{ei}}{c} \right) \left( \frac{\omega_{pl}^2}{\omega_L^2} \right) \left( 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega_L^2} \right)^{-1/2} \propto \frac{Z_i n_e^2}{T_e^{3/2}} \left( 1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{-1/2} \quad (2.7)$$

Für den letzten Schritt wurden Gleichung 2.1 und 2.6 an der kritischen Dichte verwendet. Die Dämpfung steigt also insbesondere mit der Dichte des Plasmas und ein Erhöhen der kritischen Dichte führt zu einer deutlich effektiveren Heizung durch die einfallende Laserstrahlung. Es gibt jedoch noch weitere Absorptionsprozesse an der kritischen Dichte. So können elektromagnetische Wellen im Plasma sowohl Elektronenwellen, sog. Plasmonen, als auch Ionen-akustische Wellen anregen. Als ein Beispiel für die Anregung der Plasmonen sei die Resonanzabsorption erwähnt. Laserlicht, welches unter einem Winkel einfällt, erreicht aufgrund der sich ergebenden Brechung nicht die kritische Dichte des Plasmas. Ist



jedoch der Abstand zwischen Umkehrpunkt und kritischer Dichte klein genug, so kann ein Teil des p-polarisierten Anteils des Lasers aufgrund des exponentiellen Abfalls des Feldes den Ort der kritischen Dichte erreichen und dort eine Plasmawelle resonant treiben. Die dort erzeugten Elektronen erreichen teils deutlich höhere Energien. Der Prozess ist im hier betrachteten Intensitätsbereich allerdings in Relation zur inversen Bremsstrahlung nur von untergeordneter Bedeutung, so dass auch für die Elektronen keine verschiedenen Temperaturverteilungen berücksichtigt werden müssen.

Wird durch den Laser an irgendeiner Stelle im Plasma Energie deponiert, so muss diese im Plasma weiter transportiert werden. Dies geschieht bei den hier betrachteten Plasmen vorzugsweise durch zwei Prozesse, die Wärmeleitung und den Strahlungstransport. Ersterer erfolgt entgegen des Temperaturgradienten, so dass sich der folgende Ausdruck ergibt:

$$q_H = -\nabla \cdot (\kappa \nabla T) \quad (2.8)$$

Entscheidend ist in dieser Form die Wahl des Transportkoeffizienten  $\kappa$ , häufig wird dabei die Spitzersche Form [SH53]  $\kappa = \xi \frac{k_B^{7/2}}{m_e^{1/2} Z_i e^4 \log \Lambda} T^{5/2}$  verwendet. Hier sind  $Z_i$  die Ionisation,  $T$  die Temperatur und  $\log \Lambda$  der Coulomblogarithmus. Die Wärmeleitung nach Spitzer ist eine Näherung des Wärmetransports mittels Stößen zwischen den verschiedenen geladenen Teilchenspezies im Plasma, bei der nur die dominant beitragenden Kollisionen zwischen Elektronen und Ionen berücksichtigt werden. Der Faktor  $\xi$  korrigiert diese Näherung um den Einfluss der Elektron-Elektron-Stöße und liegt für niedrige Ionisationsgrade – typischerweise steigend mit zunehmenden  $Z_i$  – zwischen 0,9 und 2,5.

Dem Koeffizienten  $q_H$  muss nun noch der durch die im Plasma erzeugte Strahlung bedingte Energietransportterm hinzugefügt werden. Dieser Mechanismus ist im Vergleich zur Wärmeleitung, die auf Teilchen-transport basiert, sehr viel schneller, liefert aber in den meisten Experimentgeometrien nur den kleineren Beitrag. Die Energiedichte  $U_\nu$  von Strahlung der Frequenz  $\nu$  in einem Einheitsvolumen am Ort  $\vec{r}$  zum Zeitpunkt  $t$  heißt spektrale Energiedichte und hat die folgende Form:  $U_\nu(\vec{r}, t) = h\nu \int_{4\pi} f(\nu, \vec{r}, \vec{\Omega}, t) d\vec{\Omega}$ . Es wird hierbei über alle Raumwinkel  $\Omega$  über die Photonenverteilungsfunktion  $f$  integriert. Der Energiefluss  $\vec{S}_\nu$  der Strahlung in einem Einheitsvolumen um  $\vec{r}$  durch eine Oberfläche der Normalen  $\vec{n}$  ist:

$$\vec{S}_\nu(\vec{r}, t, \vec{n}) = h\nu c \int_{4\pi} f \vec{\Omega} \cdot d\vec{\Omega} \quad (2.9)$$

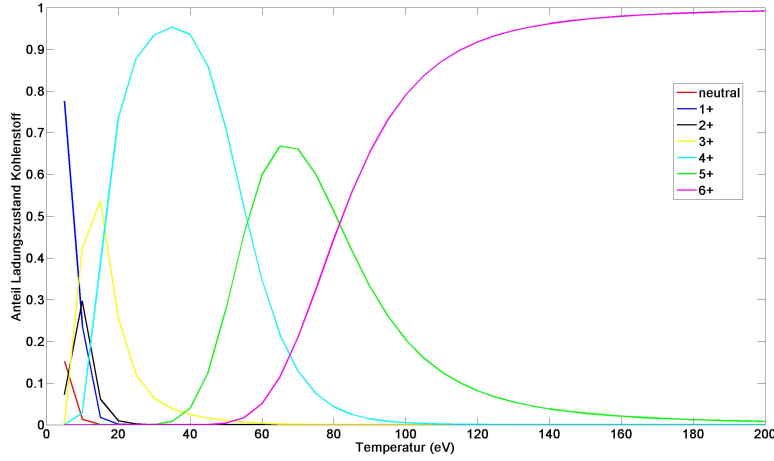
Aufstellen einer Energiebilanz der Strahlung der Frequenz  $\nu$  in einem infinitesimalen Volumen ergibt die sogenannte Strahlungstransportgleichung

$$\frac{\partial U_\nu}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S}_\nu = c\kappa_\nu (U_{\nu,p} - U_\nu) \quad (2.10)$$

Hierbei ist  $\kappa_\nu$  die Opazität des Materials und  $U_{\nu,p}$  die spektrale Strahlungsenergiedichte eines planckschen Strahlers. Diese Gleichung muss im Fall der Berücksichtigung des Strahlungstransportes bei hydrodynamischen Rechnungen ebenfalls gelöst werden. Weiterhin müssen die Opazitäten in Abhängigkeit der Parameter Temperatur und Dichte bestimmt, bzw. aus entsprechenden Tabellen entnommen werden. Für weitere Details sei hier auf [ZR02] verwiesen.

Weiter verkompliziert werden die obigen hydrodynamischen Gleichungen durch das Auftreten verschiedener Ionisationsgrade im Plasma. Im Rahmen dieser Arbeit werden heiße Kohlenstoffplasmen mit Hilfe





**Abbildung 2.1:** Ladungsverteilung eines Kohlenstoffplasmas in Abhängigkeit der Temperatur bei einer Ionendichte von  $n_I = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

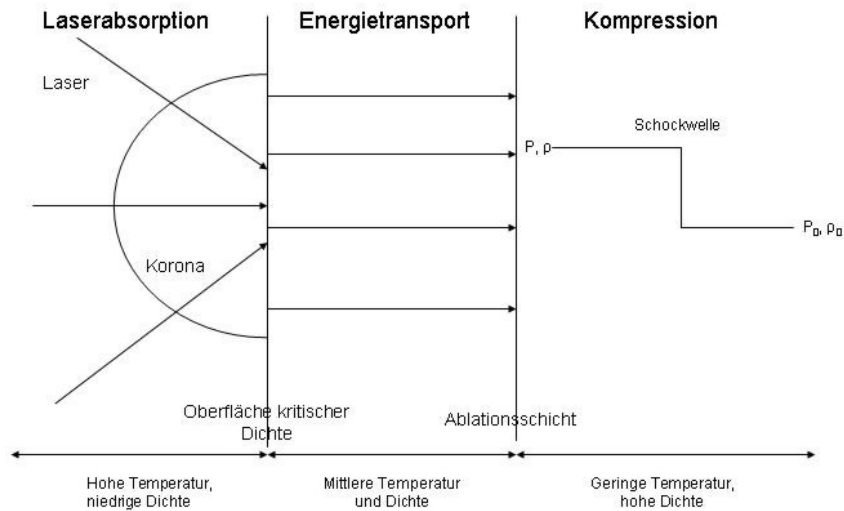
von Laserstrahlung erzeugt. Unter der Annahme eines lokalen thermischen Gleichgewichts gehorcht der Ionisationsgrad der Plasmaionen der Saha-Gleichung:

$$\frac{n_{Z+1}}{n_Z} = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \frac{\mathcal{Z}_{Z+1}(T_e)}{\mathcal{Z}_Z(T_e)} \left( \frac{k_B T_e}{I_H} \right)^{3/2} \frac{1}{n_e a_0^3} \exp \left( -\frac{I_Z}{k_B T_e} \right) \quad (2.11)$$

Hier steht  $n_Z$  für die Anzahldichte der Ionen mit dem Ladungszustand  $Z$ ,  $\mathcal{Z}_Z$  für die Zustandssumme der Ionen mit dem Ionisationsgrad  $Z$ ,  $I_H$  für die Ionisierungsenergie von Wasserstoff,  $a_0$  für den Bohr'schen Atomradius und  $I_Z$  für die entsprechende Ionisierungsenergie des Zustandes  $Z$ . In Abbildung 2.1 ist die sich einstellende Ladungsverteilung in Abhängigkeit der Temperatur für ein Kohlenstoffplasma der Dichte  $n_I = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  dargestellt. Die Saha-Gleichung wurde dabei wie in Abschnitt 5.5.1 beschrieben gelöst, die Ionisationsenergien wurden aus [WFD96] entnommen. Gut zu erkennen an diesem Beispiel ist, dass sich bereits ab einer Temperatur von etwa 20 eV der Ionisationsgrad 4+ als dominant einstellt und dies über einen großen Temperaturbereich bis etwa 60 eV bleibt. Für höhere Temperaturen werden auch Elektronen aus der K-Schale von Kohlenstoff ionisiert, so dass schließlich ab einer Temperatur von 140 eV Kohlenstoff nahezu vollionisiert ist. Allerdings bleibt der Beitrag vom Ladungszustand 5+ auch für Temperaturen von 200 eV noch im Bereich von etwa einem Prozent. Er verschwindet also nicht vollständig.

Abschließend soll noch ein anschauliches Bild von einer typischen Laser-Plasma-Wechselwirkung dargestellt werden, das die oben im Detail beschriebenen Prozesse zusammenfasst. Das erzeugte Plasma wird üblicherweise in drei charakteristische Bereiche unterteilt: zuerst die Korona, die von der äußeren Grenze des Plasmas in Lasereinfallsrichtung bis zur kritischen Dichte des Plasmas reicht und in der die Laserenergie deponiert wird. Anschließend folgt der Transportbereich, in dem die in der Umgebung der kritischen Dichte deponierte Energie mittels Wärmeleitung und Strahlung transportiert wird, sowie der darauf folgende Kompressionsbereich, der durch die vom Ablationsdruck des Plasmas erzeugten Schockwellen komprimiert und geheizt wird. Diese Bereiche sind in Abbildung 2.2 aus [Eli02] graphisch dargestellt.

Die Korona stellt nach einer gewissen Wechselwirkungszeit den räumlich am weitesten ausgedehnten heißen, hochionisierten Teil des Plasmas geringer Dichte dar. In diesem Bereich findet die eigentliche Wechselwirkung des Lasers mit dem Plasma statt. Die in der Umgebung der kritischen Dichte deponierte Heizenergie des Lasers wird anschließend von der kritischen Dichte in das Target übertragen. Die Zo-



**Abbildung 2.2:** Schematische Skizze der charakteristischen Bereiche der Laser-Plasma-Wechselwirkung [Eli02].

ne, in der dieser Energietransport stattfindet, zeichnet sich durch eine im Vergleich zur Korona höhere Dichte und gleichzeitig niedrigere Temperatur aus und reicht bis zur sogenannten Ablationsfront, von der das Plasma expandiert. Die deponierte Wärme wird dabei durch Wärme- und Strahlungstransport weitergeleitet. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Kohlenstoffplasmen bei Laserintensitäten rund um  $5 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  liefert die Wärmeleitung aufgrund der großen Temperaturgradienten den größten Beitrag zur Heizung. Aber auch der Strahlungstransport spielt eine Rolle, da er für eine quasi-instantane Heizung des gesamten Targets sorgt. Die durch den Laser erzeugte Röntgenstrahlung ist dabei eine Superposition von Linienstrahlung, die durch gebundene (inneratomare/ionische) und gebunden-freie (radiativer Einfang und photoelektrischer Effekt) Übergänge verursacht wird, und von kontinuierlichen Energiebändern, die durch freie Übergänge durch Bremsstrahlung erzeugt werden. Alle jene Prozesse werden hauptsächlich im Bereich hoher Elektronendichten erzeugt, da dort die Wirkungsquerschnitte für alle genannten Prozesse am größten sind, siehe beispielsweise die Form für die inverse Bremsstrahlung in Gleichung 2.7. Insbesondere deshalb spielt für die Erzeugung von Röntgenstrahlung die Größe der kritischen Dichte eine bedeutende Rolle, was die Bedeutung des Strahlungstransports für die Plasmaabildung beeinflusst.

Der dritte Bereich in Abbildung 2.2 ist der sogenannte Kompressionsbereich. Er zeichnet sich durch hohe Dichten und niedrige Temperaturen aus und wird zusätzlich durch die von der Ablationsfront erzeugten Schockwellen verdichtet. Da die in dieser Arbeit verwendeten Targets eine Dicke von weniger als  $1 \mu\text{m}$  aufweisen, existiert dieser Bereich nur sehr kurz und ist für das Experiment nur von untergeordneter Bedeutung. Gemäß den Simulationsrechnungen sind selbst die Bereiche, die am weitesten von der kritischen Dichte entfernt sind, bereits nach Zeiten kleiner als  $1 \text{ ns}$  durch thermische Effekte dominiert (Strahlungstransport). Somit soll an dieser Stelle nicht weiter auf Schockwellen eingegangen werden. In diesem Abschnitt wurden nun unabhängig von der Physik des Hauptthemas und Titels dieser Arbeit zunächst die physikalischen Grundlagen des Targets vorgestellt. Im weiteren Verlauf dieses Theoriekapitels soll nun auf den Energieverlust und die Umladung von Schwerionenstrahlen in Materie eingegangen werden.

---

## 2.2 Wechselwirkung von Schwerionenstrahlen mit Materie

---

### 2.2.1 Allgemeiner Überblick über Energieverlustprozesse

---

Das Hauptthema der hier vorliegenden Arbeit ist der Energieverlust von Schwerionenstrahlen. Dieser umfasst prinzipiell ein weites Gebiet, in dem abhängig von der Projektil-Target-Konfiguration und der Schwerionenenergie unterschiedliche Prozesse sowohl beteiligt als auch dominant sein können. Die beteiligten Prozesse, die zum differentiellen Energieverlust  $S(E) = \frac{dE}{dx}$  (üblicherweise als „Stopping Power“ bezeichnet, auch wenn es sich die physikalische Dimension betreffend eigentlich um eine Kraft handelt) beitragen, können in die folgenden Gruppen eingeteilt werden:

1. Anregung und Ionisation von Targetelektronen
2. Projektilanregung und Ionisation
3. Elektroneneinfang durch das Projektil
4. Stöße mit Atomkernen (nuklearer Energieverlust)
5. Elektromagnetische Strahlung (beispielsweise Tscherenkov- und Bremsstrahlung)

Den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Beschreibung von mittelschweren Ionen (Argon und Calcium) bei Energien von 4-5 MeV/u. In diesem Parameterbereich ist der Energieverlust zu mehr als 99 % durch Prozess 1, die Anregung und Ionisation von Targetelektronen, geprägt. Prozess 5 gewinnt erst für sehr hohe Energien an Bedeutung, wohingegen Punkt 4 nur bei deutlich niedrigeren Energien bedeutsam wird. Der Energieaustausch aufgrund der Prozesse 2 und 3 liefert auch erst größere Beiträge, wenn sich die Energie der hier betrachteten Projektile der Region rund um 1 MeV/u nähert, in der es insbesondere zu schwierig zu berechnenden Mehrfachumladungen bei einem Stoß kommen kann. Jedoch sind die Prozesse indirekt auch für die Anregung und Ionisation von Targetelektronen von großer Bedeutung, da der sich einstellende Ladungszustand des Projektils zu einer Änderung des zur Wechselwirkung führenden elektrischen Feldes führt. Der Energieübertrag durch die Kanäle 2-5 soll hier im Folgenden vernachlässigt werden. Für einen guten Überblick über diese Prozesse und über das gesamte Gebiet seien [Sig04] und [Sig05] empfohlen.

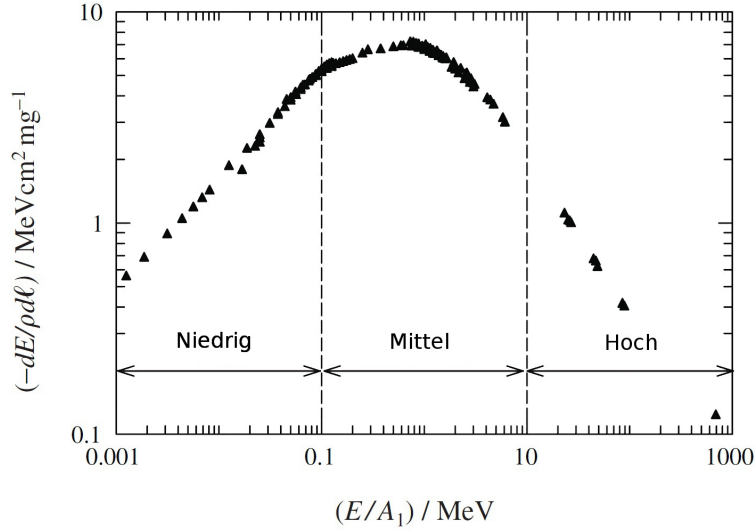
Der Energiebereich der Ionen wird üblicherweise in drei Regionen unterteilt, exemplarisch für Sauerstoff in Aluminium in Abbildung 2.3 dargestellt: Je nach Energieintervall müssen verschiedene Beschreibungsweisen gewählt werden, um der zugrunde liegenden Physik gerecht zu werden: Im Bereich niedriger Energie kann der elektronische Energieverlust gemäß [LS61] beschrieben werden. Dieses Energieintervall soll im Weiteren aufgrund mangelnder Relevanz für die vorliegende Arbeit vernachlässigt werden. Für die mittleren und hohen Energien sollen im folgenden Abschnitt zunächst die bekanntesten theoretischen Ansätze vorgestellt werden, bevor diese dann aufgrund der im weiteren Verlauf des Kapitels noch aufzuzeigenden Grenzen weiter entwickelt werden.

---

### 2.2.2 Klassische und quantenmechanische Beschreibung des Energieverlustes und deren Verbindung

---

Unabhängig davon welcher Weg beschritten wird steht am Anfang der Beschreibung des elektronischen Energieverlustes von schweren Ionen immer zunächst der Stoß eines Projektils mit einem Elektron. Die grundlegenden Eigenschaften können bereits aus einer einfachen Betrachtung gewonnen werden. Man betrachtet den Stoß zwischen einem vollionisierten Projektil mit der Kernladung  $Z_p \cdot e$  und einem ruhenden Elektron. Das Schwerion bewegt sich mit der Geschwindigkeit  $v_p$  an diesem auf einer geradlinigen Bahn entlang der X-Achse  $\vec{r} = v_p t \vec{e}_x + b \vec{e}_y$  vorbei. Der Stoßparameter wird hier wie üblich mit



**Abbildung 2.3:** Verschiedene Bereiche des Ionenstoppens exemplarisch dargestellt für Sauerstoff in Aluminium aus [Sig05] mit den Daten von [Pau11].

$b$  bezeichnet. Der Impulsübertrag in Bewegungsrichtung mittelt sich heraus, es bleibt der transversale Anteil in atomaren Einheiten:

$$\Delta \vec{p} = e \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dt \vec{E}(t) = Z_p e^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{\vec{r}(t)}{r(t)^3} = 2 \frac{Z_p e^2}{b v_p} \vec{e}_y \quad (2.12)$$

Hieraus ergibt sich ein Energieübertrag von

$$\Delta E(b) = \frac{(\Delta \vec{p})^2}{2m_e} = \frac{2Z_p^2 e^4}{m_e v_p^2} \left( \frac{1}{b^2} \right) \quad (2.13)$$

mit der Elektronenmasse  $m_e$ . Um den Energieübertrag und damit den differentiellen Energieverlust  $S(x)$  berechnen zu können, muss über alle möglichen Stoßparameter integriert werden. Im Intervall  $b \dots b + db$  auf einer Flugstrecke der Länge  $dx$  wechselwirkt das Projektil mit  $2\pi b db dx Z_T n_T$  Targetelektronen. Dabei ist  $n_T$  die Teilchenzahldichte der Targetatome in einem Gas oder einem Festkörper und  $Z_T$  deren Kernladungszahl. Somit erhält man:

$$S(x) = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_p^2 Z_T e^4}{m_e v_p^2} n_T \int_0^{\infty} \frac{db}{b} \quad (2.14)$$

Die Integration ist jedoch nicht durchführbar, da das Integral an beiden Grenzen divergiert. Daher müssen die Integrationsgrenzen beschränkt werden. Es ergibt sich somit die folgende Form:

$$S(x) \approx \frac{4\pi Z_p^2 Z_T e^4}{m_e v_p^2} n_T \cdot L \quad (2.15)$$

Die eigentliche Physik des Stoßes ist nun im Coulomblogarithmus  $L$  enthalten. Dieser beinhaltet das Verhältnis aus maximalem und minimalem Stoßparameter. Im Fall der klassischen Theorie von Bohr [Boh13] ist das folgende Vorgehen möglich. Der minimale Stoßparameter ergibt sich aus dem maximalen Energieübertrag bei einem klassischen elastischen zentralen Stoß  $E_{max} = 2m v_p^2$  zu  $b_{min}^{klass} = \frac{Z_p e^2}{m_e v_p^2}$ . Der

maximale Stoßparameter lässt sich aus dem folgenden Kriterium gewinnen. Ist das stoßende Elektron gebunden, so gehört zu dieser Bindung eine entsprechende Kreisfrequenz  $\omega$ . Das einfallende Elektron erzeugt ein zeitlich variierendes Feld für die Zeit  $\Delta t \approx b/v_p$ . Ist diese Zeit lang gegenüber der atomaren Periode  $1/\omega$ , so findet in dieser Zeit kein Energieübertrag mehr statt, das Atom reagiert adiabatisch. Die übliche Grenze, auch als adiabatisches Limit bezeichnet, wird bei  $\omega\Delta t \approx 1$  gezogen, was zu dem maximalen Stoßparameter  $b_{max}^{klass} = v_p/\omega$  führt und der Bohr'sche Coulomblogarithmus wird somit durch

$$L = L_{Bohr} = \log \frac{m_e v_p^3}{Z_p e^2 \omega} \quad (2.16)$$

ausgedrückt. Der Energieverlust von schweren Ionen im Fall großer Stoßparameter und kleiner Energieüberträge im Vergleich zur Bindungsenergie der Targetelektronen hingegen wird von dieser Theorie nur unzureichend beschrieben. Sie überschätzt den Energieverlust in diesem Parameterbereich. Die kleine Störung gebundener Zustände ist ein störungstheoretisches Problem der Quantenmechanik. Im Fall einer solchen Rechnung für genügend hohe Projektilenergien und große Stoßparameter erhält man die bekannte Betheformel [Bet30] mit

$$L_j = L_{Bethe,j} = \log \frac{2m_e v_p^2}{\hbar\omega_j} \quad (2.17)$$

Hierbei steht  $\hbar\omega_j$  für die jeweilige Anregungsenergie des angeregten atomaren Übergangs. Diese wird jedoch für praktische Berechnungen meist durch die mittlere Anregungsenergie, definiert durch  $\ln I = \sum f_j \ln(\hbar\omega_j)$ , ersetzt.  $f_j$  sind die statistischen Gewichte der Mittelung, die gerade den Übergangsraten des Targets entsprechen. Für Kohlenstoff beträgt dieser Wert gemäß [Sig05] rund 86 eV und ist damit aufgrund verbesserter Theorie zu dem häufig verwendeten älteren Standardwert von 81 eV leicht gewachsen (die älteren experimentellen Werte [Smi93] wie auch die neuen stammen meist aus Präzisionsmessungen mit Protonen in einem Energiebereich, in dem komplexere Phänomene wie Schalenkorrekturen und der Barkas-Andersen-Effekt (siehe Abschnitt 2.2.5) nicht zu vernachlässigen sind).

Die beiden bekannten Formeln für verschiedene Parameterbereiche lassen sich mit Hilfe der Bloch'schen Theorie zusammenfassen. Zwar soll hier auf die komplexe Rechnung in [Blo33] nicht im Detail eingegangen werden. Der entscheidende „Trick“ in dieser Theorie ist die Aufspaltung der Integration über den zu ermittelnden Energieübertrag in zwei Bereiche des Stoßparameters. Die Grenze bildet hierbei der Atomradius des Grundzustandes des Targets. Der physikalische Grund für diese Trennung ist der folgende: Ist die übertragene Energie bei einem Stoß für kleine Stoßparameter groß, so spielt die Bindung des Elektrons keine Rolle mehr und das Bild einer kleinen Störung für die störungstheoretische Betrachtung im Fall der Bethe-Gleichung bricht in diesem Fall zusammen. Für große Stoßparameter spielt hingegen die Bindung der Targetelektronen eine entscheidende Rolle und somit liefert der störungstheoretische Ansatz Bethes sinnvolle Ergebnisse. Der Energieübertrag wird also in der Blochtheorie stoßparameterabhängig beschrieben. Eine kompaktere Herleitung dieses Sachverhalts ist in [LS96] gegeben. Der Bloch'sche Coulomblogarithmus lässt sich schreiben als:

$$L_{Bloch} = L_{Bethe} + \Delta L_{Bloch} = \log \frac{2m_e v_p^2}{\bar{I}} + \psi(1) - \text{Re} \left\{ \psi \left( 1 + i \frac{Z_p v_0}{v_p} \right) \right\} \quad (2.18)$$

Bei  $\psi$  handelt es sich hierbei um die Digammafunktion. Der zusätzlich auftretende Parameter  $\kappa = \frac{Z_p v_0}{v}$  wird Bohrparameter genannt.  $v_0 = c/\alpha = 2,19 \cdot 10^6 \text{ m/s}$  ist die Bohr'sche Geschwindigkeit. Ist der Bohrparameter klein, so bleibt hier nur die Betheformel übrig. Für große Bohrparameter wird mit Hilfe der Näherung  $\text{Re}\psi(1+ix) \approx \log x$  und  $\psi(1) \approx -0,57721$  (Euler-Mascheroni-Konstante) hieraus der Bohr'sche Coulomblogarithmus in Gleichung 2.16. Die Bloch'sche Theorie sorgt somit für eine Verbindung der stö-

rungstheoretischen Beschreibung des Energieverlustes von Bethe mit der klassischen Theorie von Bohr. Für praktische Berechnungen ist die Digammafunktion jedoch eher unhandlich. Eine gute Näherung ist beispielsweise die Form von Ferrariis und Arista [dFA84] mit:

$$L_{Bloch} = L_{Bethe} + \Delta L_{Bloch} \approx \ln \frac{2m v_p^2 / \hbar \omega}{\sqrt{1 + (Z_p v_o e^\gamma / v_p)^2}} = \ln \frac{1,123 m v_p^3 / Z_p v_o \hbar \omega}{\sqrt{1 + (1,123 v_p / 2 Z_p v_o)^2}} \quad (2.19)$$

## 2.2.3 Der Ladungszustand von schweren Ionen in Materie

Das im vorigen Abschnitt dargestellte Vorgehen erscheint sinnvoll für vollständig ionisierte Projektile, also Punktladungen. Abhängig von der betrachteten Energie und der Kernladungszahl beginnt ein Projektil gebundene Elektronen mitzuführen. Dies führt dazu, dass zum einen die Coulombwechselwirkung aufgrund der unterschiedlichen auftretenden Ladungszustände des Projektils verschieden stark ausfällt. Der Ladungszustand des Projektils ist für den differentiellen Energieverlust von großer Bedeutung. So weisen die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Theorien von Bethe, Bloch und Bohr eine quadratische Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Projektils auf. Die Abhängigkeit ist zwar gemäß modernerer theoretischer Ansätze etwas schwächer als von den genannten Theorien postuliert, trotzdem bleibt sie bedeutend. Dieser Abschnitt soll nur eine knappe Diskussion der auftretenden Prozesse, die zum Verständnis der Physik an dieser Stelle notwendig sind, darstellen. Die konkrete Berechnung der Umladungsprozesse ist recht aufwändig und wird später in Kapitel 5 durchgeführt.

Dringt ein Ionenstrahl mit einer definierten Ladung in Materie ein, so sorgen verschiedene Umladungsprozesse für eine Änderung des Ladungszustandes und die Ausbildung einer Ladungsverteilung. Dies geschieht in Festkörpern und Gasen im Wesentlichen über die folgenden Prozesse:

- **Anregung und Ionisation durch Targetionen**

Durch die Wechselwirkung mit dem Coulombfeld der Targetatomkerne und der gebundenen Elektronen können Projektilelektronen angeregt oder ionisiert werden. Im Falle einer vorausgegangenen Anregung in ein höheres Energieniveau kann es zu weiteren Stößen kommen, die zu einer weiteren Anregung oder zur Ionisation führen.

- **Auger-Prozesse**

Wird ein Elektron (Elektron A) aus einer inneren Schale in eine höhere angeregt oder gar ionisiert, so kann bei dem Übergang eines zweiten Elektrons (Elektron B) aus einer höheren Schale in die niedrigere die frei werdende Energie auf ein weiteres drittes Elektron (Elektron C) übertragen werden. Übersteigt diese Energie die Bindungsenergie des Elektrons C, so wird es als Auger-Elektron emittiert.

- **Rekombination durch Einfang gebundener Targetelektronen**

Dies ist der wichtigste Rekombinationsprozess in nicht vollständig ionisierter Materie. Energie- und Impulserhaltung werden durch das Targetatom als dritter Stoßpartner erfüllt.

- **Rekombination durch strahlenden Elektroneneinfang**

Während des Durchgangs des Ionenstrahls durch das Target wird dieses lokal ionisiert. Ein so erzeugtes freies Elektron kann durch das Projektil eingefangen werden. Energie- und Impulssatz werden durch Aussendung eines Photons erfüllt.

Die oben genannten Prozesse sind grundsätzlich statistischer Natur. Bei einem homogenen Target, sei es ein Festkörper oder ein Gas, stellt sich nach einer gewissen Strecke bei einer genügend großen Anzahl an



Projektilionen ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Ionisation und Rekombination ein. Es entsteht ein sogenannter Gleichgewichtsladungszustand der Form:

$$q_{eq} = \sum_i f_i q_i \quad (2.20)$$

$f_i$  steht hierbei für den statistischen Anteil des jeweiligen Ladungszustandes  $q_i$ . Für gewöhnlich unterscheidet sich der Gleichgewichtsladungszustand im Festkörper von dem in Gasen. Dieser erreicht in Festkörpern meist einen größeren Wert (siehe beispielsweise [Pau11]). Der Grund hierfür ist der sogenannte Dichteeffekt. Wird ein Elektron in ein höheres Energieniveau angeregt, so steigt der Wirkungsquerschnitt für eine direkte Ionisation beim nächsten Stoß deutlich (siehe beispielsweise Abschnitt 5.5.2.2). Ist jedoch die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen deutlich größer als die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes, so wird das angeregte Elektron in den meisten Fällen unter Aussendung eines Photons wieder in einen niedrigeren Energiezustand fallen. Liegen jedoch die beiden genannten Zeiten in der gleichen Größenordnung oder ist die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen kleiner als die Lebensdauer des angeregten Zustandes, so wächst die Ionisationsrate an. Da Festkörper gegenüber Gasen eine höhere Dichte aufweisen, ist der Gleichgewichtsladungszustand in Festkörpern für gewöhnlich größer als der in Gasen. Für die Modellierung dieses Effekts ist jedoch eine Betrachtung der einzelnen Schalen des Projektils nötig.

Eine näherungsweise Berechnung des Gleichgewichtsladungszustandes in Gasen und Festkörpern ist mit mehreren empirischen und semiempirischen Formeln möglich, beispielsweise von Schiwietz und Grande [SG01]. Für Festkörper lautet diese:

$$q_{eq} = Z_p \frac{12x + x^4}{0,07/x + 6 + 0,3 \cdot x^{0,5} + 10,37 \cdot x + x^4} \quad (2.21)$$

mit

$$x = \left( \nu_p / \nu_0 \cdot Z_p^{-0,52} Z_T^{-0,019 Z_p^{-0,52} \nu_p / \nu_0} / 1,68 \right)^{1+1,8/Z_p} \quad (2.22)$$

Für Gase lässt sich eine ähnliche Beziehung aufstellen:

$$q_{eq} = Z_p \frac{376x + x^4}{1428 + 1206x^{0,5} + 690x + x^6} \quad (2.23)$$

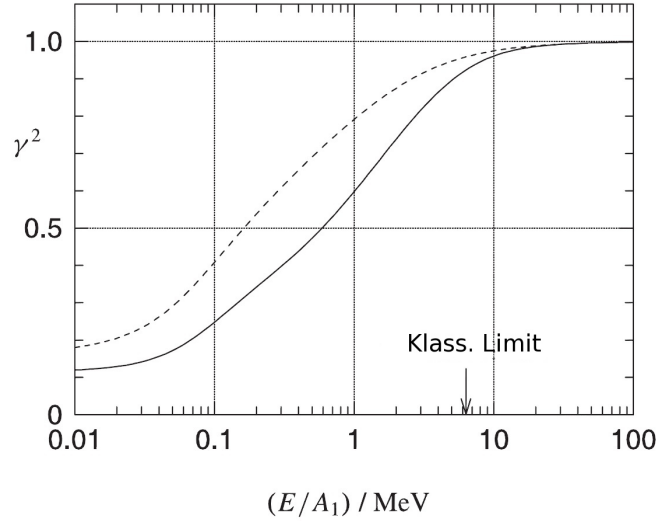
mit

$$x = \left( \nu_p / \nu_0 \cdot Z_p^{-0,52} Z_T^{0,03-0,019 Z_p^{-0,52} \nu_p / \nu_0} \right)^{1+0,4/Z_p} \quad (2.24)$$

Verwendet man diese beiden Näherungsformeln, so folgt als Gleichgewichtsladung für Argon im Festkörper bei einer Energie von 4 MeV/u ein Wert von  $q_{eq} = 15,85$ , bei Calcium mit 4,9 MeV/u zu  $q_{eq} = 17,8$ . Der Kaltgasgleichgewichtsladungszustand ergibt sich zu  $q_{eq} = 15,08$ , bzw.  $q_{eq} = 17,04$ .

## 2.2.4 Abschirmung des Projektilpotentials durch gebundene Elektronen und effektive Ladung

Im vorigen Abschnitt wurde die Ausbildung der Ladungsverteilung eines Schwerionenstrahls in Materie beschrieben. Dies macht im Weiteren nicht nur die Berücksichtigung dieser verschiedenen Ladungszustände notwendig, ebenfalls muss der Energieübertrag bei Stößen zwischen Projektil und Targetelektroden aufgrund der Abschirmung des Projektilkernpotentials durch die gebundenen Elektronen auch noch



**Abbildung 2.4:** Effektives Ladungsverhältnis für Argon in Kohlenstoff, definiert als  $\gamma^2 = L_{Ar-C}/L_{He-C}$ . Die durchgezogene Linie gilt für die Gleichgewichtsladung, die gestrichelte Linie für ein vollionisiertes Projektil.

stoßparameterabhängig betrachtet werden. Dies macht grundsätzlich die Berücksichtigung der gesamten Atomphysik von Projektil und Target beim Stoß notwendig. Eine Weile wurde versucht, diesem Problem durch die Einführung einer effektiven Ladung des Projektils durch Bohr ([Boh41]) zu begegnen. Diese sollte in der genannten Arbeit zunächst etwa der Gleichgewichtsladung des Projektils in seiner Umgebung entsprechen. Eine erweiterte Form stammt von Northcliffe  $Z_{eff} = \gamma \cdot Z_p$  ([Nor63]), in der er die effektive Ladung in Bezug zum Verhältnis des differentiellen Energieverlustes des Schwerions mit dem von Protonen in dem jeweiligen Material mit der Ordnungszahl  $Z_T$  setzte:

$$\gamma^2 = \frac{S(Z_p, Z_T, v)}{Z_p^2 S(1, Z_T, v)} \quad (2.25)$$

Diese Form ersetzte den Ladungszustand in der Bethe- (Gl. 2.17) bzw. Blochformel (Gl. 2.18) und wurde in einer Vielzahl von Arbeiten verwendet, um Energieverlustdaten zu erklären. Dieses Konzept steht jedoch von theoretischer Seite auf schwachen Füßen. In Abbildung 2.4 (entnommen aus [SS01]) wird der Verlauf des effektiven Ladungsverhältnisses  $\gamma^2$  als durchgezogene Linie für Argon in Kohlenstoff gezeigt, in diesem Fall jedoch bezogen auf den differentiellen Energieverlust von Heliumionen in Kohlenstoff. Die Berechnung der Stopping Power erfolgte dort mit Hilfe der binären Streutheorie aus [SS00] für den jeweiligen Gleichgewichtsladungszustand. Ebenfalls gezeigt ist der Fall vollständiger Ionisation des Argonprojektils als gestrichelte Linie. Der Wert für den Bohrparameter  $\kappa = 1$  ist als klassisches Limit eingezeichnet. Aus dieser Darstellung ergeben sich die folgenden Schlüsse:

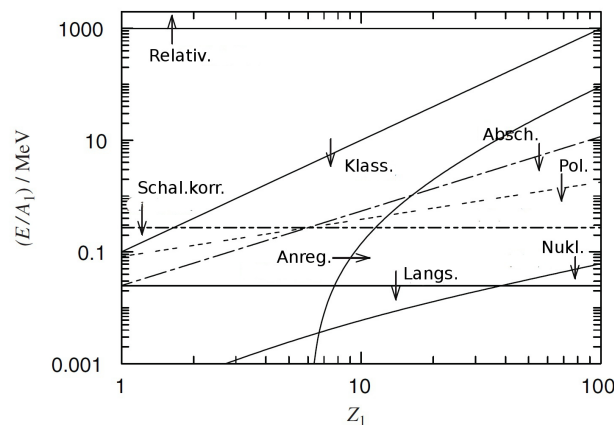
1. Würde  $\gamma^2$  tatsächlich die Abschirmung des Projektils beschreiben, so müsste die gestrichelte Kurve bei konstant 1 liegen. Dies ist jedoch eindeutig nicht der Fall und ebenso wenig für andere in der genannten Publikation untersuchte Projektile.
2. Die Abweichungen zwischen den beiden Kurven ergeben sich recht präzise ab der Stelle, an der sich der Übergang von der quantenmechanischen zur klassischen Theorie befindet.
3. Des Weiteren bleiben die relativen Unterschiede zwischen den beiden Kurven für geringe Energien, wo der Unterschied zwischen vollionisierten und abgeschirmten Projektilen groß sein sollte, nur sehr gering.



Demzufolge lässt sich die These, dass die effektive Ladung die Abschirmung des Projektilladungszustandes wiedergibt, nicht halten. Der Grund für die Änderung der effektiven Ladung ist viel mehr vom Übergang vom quantenmechanischen ins klassische Bild dominiert und nicht durch den Projektilladungszustand und gebundene Elektronen. Dieses Verhalten wird bei der Beschreibung mittels einer effektiven Ladung dem Ladungszustand zugeschoben, hat jedoch nichts mit diesem zu tun und ist in diesem Sinn unphysikalisch. Die genannte Problematik des effektiven Ladungszustandes macht die Anwendung einer komplexeren Theorie notwendig.

### 2.2.5 Weitere zu berücksichtigende Prozesse

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Notwendigkeit zur Modifikation der Theorien von Bohr, Bethe und Bloch für Punktteilchen herausgearbeitet und auf die Bedeutung des sich einstellenden Ladungszustandes des Projektils hingewiesen. Dieser macht eine stoßparameterabhängige Betrachtung des Energietransfers notwendig. Es gibt jedoch noch weitere Effekte bei den Stößen, die je nach Parameterbereich berücksichtigt werden müssen. Eine detaillierte Einteilung der zu berücksichtigenden Prozesse ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Deren Auswirkungen auf den Energieverlust sind dort in Abhängigkeit von den Projektileigenschaften Energie pro Nukleon und Kernladungszahl  $Z_1$  aufgetragen. Die dargestellten Pfeile deuten an, in welcher Richtung die betrachteten Prozesse wichtig sind.



**Abbildung 2.5:** Detailliertere Betrachtung der verschiedenen Regime und Theorien des Energieverlustes für ein Kohlenstofftarget [Sig05] (siehe Text)

Prinzipiell lassen sich die verschiedenen Ansätze zur Berechnung des Energieverlustes in zwei Bereiche unterteilen. Der erste ist der klassische, der verwendet werden kann, so lange der Streuprozess durch klassische Trajektorien beschrieben werden kann. Dies ist üblicherweise dann der Fall, wenn der bereits definierte Bohrparameter  $\kappa_{Bohr} = \frac{2Z_p v_0}{v_p} > 1$  ist. Praktischer ist die Angabe  $E/A_p < Z_p^2 \times 100 \text{ keV}$ , wobei  $A_p$  gerade der Massenzahl des Projektils entspricht. Ist dieses Kriterium erfüllt, ist die Konstruktion von Wellenpaketen möglich, die den klassischen Bewegungsgleichungen gehorchen. Der Verlauf dieses Parameters ist in der obigen Abbildung durch „Klass.“ gekennzeichnet. Der zweite und durch den Bekanntheitsgrad der Betheformel weithin verbreitetere Ansatz ist die Behandlung des Streuprozesses in erster Bornscher Näherung, also in erster Ordnung Störungstheorie. Der komplementäre Parameter zum klassischen Bild ist der sogenannte Sommerfeldparameter, der die Gültigkeit der ersten Bornschen Näherung begrenzt  $\kappa_{Sommerfeld} = \frac{Z_p v_0}{v_p} < 1$ . Auch dieser lässt sich für die Projektilenergie darstellen:  $E/A_p > Z_p^2 \times 25 \text{ keV}$ . Hierbei sei angemerkt, dass die Erfüllung dieses Kriteriums keine notwendige Bedingung darstellt. Das heißt, der Bereich, in dem ein störungstheoretischer Ansatz sinnvoll ist, kann durchaus größer sein. Interessant in Abbildung 2.5 sind die folgenden Bereiche:

- „Schal.korr.“: Dies ist der Bereich, in dem die Bewegung der Targetelektronen etwa der Projektilgeschwindigkeit entspricht und dementsprechend nicht mehr vernachlässigt werden kann. Die Grenze wird in diesem Bild mit Hilfe der Thomas-Fermi-Geschwindigkeit  $Z_{Target}^{2/3} v_0$  abgeschätzt. Das bedeutet, dass der Einfluss von Schaleneffekten bei höheren Z-Materialien deutlich an Stärke gewinnt. Bei Gold beispielsweise liegt diese Grenze bereits bei 10 MeV/u.
- „Absch.“: Gemäß Bohr [Boh48] behält ein Ion in Materie genau diejenigen gebundenen Elektronen, deren Orbitalgeschwindigkeit die Projektilgeschwindigkeit überschreitet. Diese schirmen das Projektilpotential zusätzlich ab. Dies definiert die dargestellte Linie erneut anhand der bereits erwähnten Thomas-Fermi-Geschwindigkeit, jedoch diesmal für das Projektil. Diese Problematik wurde bereits diskutiert.
- „Anreg.“: Der Begriff „Projektilanregung“ steht hier stellvertretend für die frei werdende Energie bei den Ladungsaustauschprozessen des Schwerions. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Projektilen sind im Bereich von 4 MeV/u bis 5 MeV/u die Umladungsprozesse noch nicht so häufig, dass sie beim Energieverlust einen relevanten Beitrag liefern.
- Der Vollständigkeit halber seien hier noch die weiteren Bereiche kurz erklärt: „Langs.“ kennzeichnet anhand der Bohr’schen Geschwindigkeit den Übergang zum niederenergetischen Stoppen durch Elektronen, „Nukl.“ die Beiträge durch Rutherfordstreuung und „Relativ.“ den Übergang zu relativistischen Energien. „Pol.“ kennzeichnet die Beiträge durch den Barkas-Andersen-Effekt [BDH63]. Dieser beschreibt das verschiedene Verhalten des Energieverlustes zwischen Teilchen positiver und negativer Ladung. Seine theoretische Handhabung ist komplizierter und im hier betrachteten Energiebereich nur von untergeordneter Bedeutung und soll daher nicht weiter im Detail diskutiert werden.

---

## 2.2.6 Fortgeschrittene Theorien

---

Die Problematik der Stoßparameterabhängigkeit des Energieverlustes wurde in [GS98] weitergehend untersucht. Hierbei wird zwischen verschiedenen Stoßparameterregimen unterschieden. Stöße bei großen Stoßparameter werden mit Hilfe der Dipolnäherung beschrieben. Im Fall mittlerer Stoßparameter wird der klassische Energietransfer auf ein ruhendes Elektron verwendet und im Fall kleiner Stoßparameter werden die Atomeigenzustände aufgrund der vernachlässigbaren Bindungsenergie durch ebene Wellen beschrieben. In der angegebenen Veröffentlichung wurde eine verbesserte analytische Interpolation für den Energieverlust über die genannten Stoßparameterbereiche gefunden. Diese Interpolation hat die Form einer Faltung zwischen einem bestimmten stoßparameterabhängigen Kern und der Elektronendichteverteilung des Targets, woraus der Name CasP („Convolution approximation for swift Particles“) resultiert.

Diese Form wies jedoch das Problem auf, dass sie bei schwereren Ionen zu einer Überschätzung der Anregungswahrscheinlichkeit der Elektronen in der Umgebung des Projektils führte, was durch Einführung der Blochterme aus Gleichung 2.18 korrigiert wurde und als „Unitary Convolution Approximation“ (UCA) bezeichnet wurde [GS02]. Es handelt sich um eine stoßparameterabhängige Blochtheorie, also genau das, was für diese Arbeit benötigt wird. Diese Interpolation wurde anschließend durch abgeschirmte Ionenpotentiale erweitert [dMAGS00], deren Form im CasP-Code mit Hilfe von Hartree-Fock-Rechnungen modelliert wird. Inzwischen werden auch Schalenkorrekturen und der Barkas-Andersen-Effekt berücksichtigt. Auf [cas11] wird angegeben, dass die aktuelle Version des Codes, die im Netz unter dem genannten Link frei erhältlich ist, somit einen Gültigkeitsbereich von ca. 150 keV/u bis 1 GeV/u besitzt. Dies umfasst den gesamten Bereich, in dem der elektronische Anteil des Energieverlustes der Ionen vorherrschend ist, und der Code ist somit für die Verwendung in dieser Arbeit bestens geeignet.

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle erwähnt, dass noch an einer Reihe weiterer fortgeschrittener Theorien und Codes gearbeitet wird, die die in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten

Problemstellungen beschreiben können. Dabei werden unterschiedliche Ansätze verfolgt. So stellt die „Convergent Kinetic Theory“ (CKT) [May02] eine Erweiterung der Bethe-Theorie mit zahlreichen Korrekturen dar. Der sich nach wie vor noch zum Teil in Entwicklung befindende PASS-Code [SS00] basiert auf einer binären Streutheorie.

Bis zu diesem Punkt wurde ausführlich die Physik von Schwerionen bei Wechselwirkung mit kalter Materie beschrieben. Die vorliegende Arbeit zielt jedoch auf den Plasmafall. Dabei spielen die bisher aufgelisteten Effekte ebenso eine Rolle, es ergeben sich jedoch einige Modifikationen, die im folgenden Abschnitt erläutert werden.

---

### 2.2.7 Änderungen im Plasmafall

---

Trifft ein Schwerion auf ein Plasma anstatt auf kalte Materie, so kann die Projektilenergie nicht mehr nur an gebundene, sondern auch an freie Elektronen übertragen werden. Da ein Elektron im Plasma im Falle einer Anregung jedoch nicht alleine schwingt, sondern eine Störung im Plasma meist eine kollektive Antwort zur Folge hat, entspricht die Anregungsenergie freier Elektronen im Plasma gerade der Plasmonenenergie  $E_{pl} = \hbar\omega_p$  mit der Plasmafrequenz aus Gleichung 2.1. Dies bedeutet insbesondere, dass der Energieübertrag an die freien Elektronen dichteabhängig ist. Zur Orientierung sei hier angemerkt, dass der Energieübertrag bei einer Elektronendichte von  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  etwa 1 eV entspricht, was auch bei einer logarithmischen Abhängigkeit wie in Gl. 2.17 bereits einen deutlichen Effekt von etwa einem Faktor zwei bei einer Projektilenergie von 4 MeV/u verursacht.

Der nächste Punkt, der einer deutlich ausführlicheren Diskussion bedarf, ist die Ladungsverteilung des Schwerionenstrahls im Plasma. Betrachtet man den Ladungszustand eines Schwerions in einem Plasmataarget, so ändern sich zum einen die in Abschnitt 2.2.3 genannten Wirkungsquerschnitte für neutrale Targets aufgrund deren Ionisation, zum anderen kommen zusätzliche Ionisations- und Rekombinationsmechanismen mit freien Elektronen hinzu.

Der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation durch Stöße mit den Targetkernen hängt von der Stärke der Wechselwirkung zwischen Target und Projektil ab. Wird das Target teilweise oder gar ganz ionisiert, so verringert sich die Abschirmung der Targetkerne und der genannte Wirkungsquerschnitt wird erhöht. Gleichzeitig wird der Wirkungsquerschnitt für den Einfang gebundener Targetelektronen verringert, da weniger gebundene Elektronen zum Einfang vorhanden sind. Da jedoch der Einfang aus der innersten Elektronenschale in der hier betrachteten Projektil-Target-Kombination dominant ist, bleibt dieser der dominierende Rekombinationsmechanismus, solange das Target nicht vollkommen ionisiert ist.

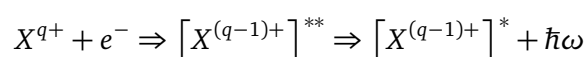
Zusätzlich erfolgt die Wechselwirkung mit freien Elektronen über die folgenden Prozesse:

- **Ionisation und Anregung**

Auch bei der Wechselwirkung mit freien Elektronen kann es zur Ionisation und Anregung kommen. Bei den hier verwendeten Projektilenergien von 4 MeV/u bis 5 MeV/u erscheinen die freien Elektronen als ruhend und haben somit eine der Geschwindigkeit des Projektils entsprechende kinetische Energie, so dass bei genügend großen Geschwindigkeiten das Schwerion durch Stöße mit diesen Elektronen ionisiert werden kann. Dieser Prozess ist demzufolge nur bei genügend hohen Projektilenergien von Bedeutung. In dem in dieser Arbeit durchgeführten Experiment dominiert jedoch in jedem Fall die Ionisation durch Targetionen.

- **Dielektronische Rekombination**

Bei der dielektronischen Rekombination handelt es sich um einen resonanten Zweistufenprozess der Form:

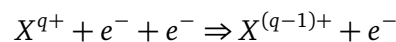


---

Zunächst wird ein freies Elektron in eine höhere Schale eingefangen während gleichzeitig ein gebundenes Elektron angeregt wird. Beide Elektronen bilden einen doppelt angeregten Zustand  $[X^{(q-1)+}]^{**}$ . Unter Aussendung eines Photons fällt das zu Beginn angeregte Elektron anschließend wieder in einen stabilen Zustand zurück. In einem heißen, vollständig ionisierten Plasma bei geringen Dichten ist dies der dominierende Rekombinationsmechanismus.

- **Dreikörperrekombination**

Als Dreikörperrekombination bezeichnet man den Prozess, bei dem beim Einfang eines freien Elektrons durch das Projektil Energie und Impuls auf ein weiteres an der Wechselwirkung beteiligtes Elektron übertragen werden.



Dieser Prozess ist nur bei hohen Dichten und niedrigen Plasmatemperaturen von Bedeutung.

---

## 2.2.8 Fazit für die Beschreibung des Energieverlustes von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen

---

Ziel dieser Arbeit aus theoretischer Sicht ist die Beschreibung des Energieverlustes von mittelschweren Ionen (Experimente mit Argon und Calcium) bei Energien von 4 MeV/u bis 5 MeV/u. Aus der bis hier erfolgten Zusammenstellung der theoretischen Grundlagen lassen sich nun die folgenden Konsequenzen ziehen:

- Bei der Beschreibung ist die Beschränkung auf den elektronischen Energieverlust zulässig.
- Die weit verbreiteten „einfachen“ Theorien von Bohr, Bethe und Bloch sind im konkreten Anwendungsfall unzureichend. Aufgrund der Existenz gebundener Elektronen ist eine stoßparameterabhängige Berechnung des Energieverlustes mit abgeschirmten Projektilpotentialen notwendig, was die Verwendung einer effektiven Ladung nicht leisten kann und damit zu falschen physikalischen Ergebnissen führt. Dies erfordert den Übergang zur Anwendung fortgeschrittener Theorien, im konkreten Fall wird der CasP-Code in modifizierter Form (siehe Abschnitt 6.1) für Plasmen verwendet.
- Die Verwendung dieses Codes benötigt die Modellierung des Ladungszustandes der schweren Ionen in Materie und in Plasmen.
- Diese Beschreibung muss ebenfalls Schaleneffekte des Projektils berücksichtigen, da die erzeugten Plasmen mit Temperaturen von 100 eV bis 200 eV eine hohe Dynamik aufweisen, wodurch sich Dichte- und Temperaturgradienten herausbilden, die nicht vernachlässigt werden können, und der sich einstellende Ladungszustand von diesen Parametern abhängt.

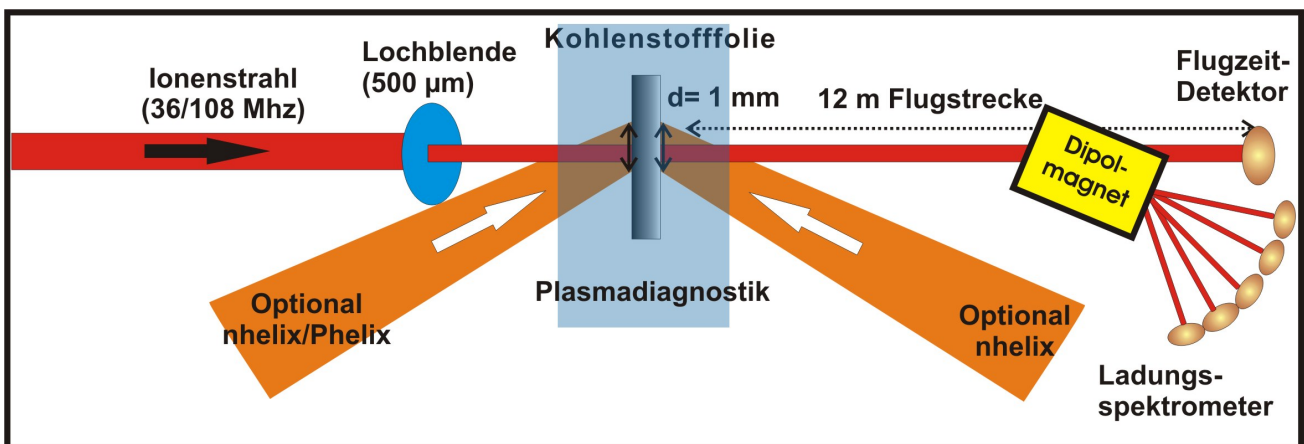
Ein solcher theoretischer Ansatz wird in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellt.

## 3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der systematische Aufbau der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente zur Bestimmung des Energieverlustes und der Ladungsverteilung von schweren Ionen in lasererzeugten Plasmen vorgestellt. Im Anschluss daran werden die wichtigsten Eigenschaften der am Messplatz angeschlossenen Großgeräte vorgestellt und diese mit den wichtigsten verwendeten und vor allem den neu entwickelten Diagnostiken für Ionenstrahlen und Laserplasma erläutert.

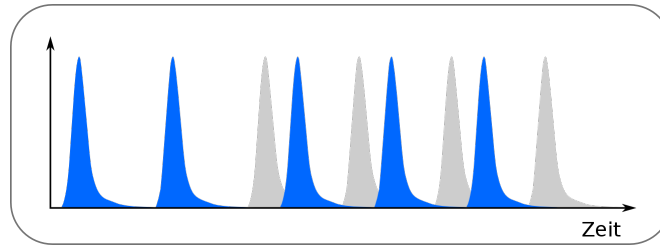
### 3.1 Systematischer Aufbau der Experimente

Am Messplatz Z6 des GSI Helmholtz-Zentrums für Schwerionenforschung steht die weltweit einmalige Kombination aus inzwischen zwei Hochenergielasersystemen und einem Schwerionenstrahl zur Verfügung. Die beiden Lasersysteme können zum Heizen eines Targets in den Plasmazustand verwendet werden, das gleichzeitig von einem Ionenstrahl durchquert wird. Das Thema dieser Arbeit ist die Vermessung des Energieverlustes dieses Ionenstrahls und daran gekoppelt auch eine Vermessung des sich einstellenden Ladungszustandes. Da im Verlauf der vorliegenden Arbeit mehrere Experimente durchgeführt wurden, unterscheiden sich die in Kapitel 4 vorgestellten Versuchsaufbauten im Detail. Allerdings handelt es sich immer um ein Flugzeitexperiment, dessen systematischer Aufbau in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Das Target wird dabei in allen Fällen vom Ionenstrahl mit einer Frequenz von entweder 36 oder



**Abbildung 3.1:** Prinzipieller Aufbau des Energieverlust- und Umladungsexperiments an Z6.

108 MHz bei einer typischen Pulsbreite von 2-3 ns (FWHM-Halbwertsbreite) durchquert. Diese Frequenz entspricht der Mikrostruktur des Beschleunigers. Der Durchmesser des Ionenstrahls wird mit Hilfe einer kleinen Blende auf 500 µm in einigen wenigen Zentimetern Abstand vom Target reduziert. Gleichzeitig werden in den Experimenten große Laserfoki von 1 mm Durchmesser, also gerade dem doppelten Wert des Ionenstrahldurchmessers, verwendet. Dies geschieht aus der Überlegung heraus, dass sich transversal zur Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls keine Flugzeitunterschiede ergeben sollen. Idealerweise soll keines der Ionen, das das Target durchquert, unabhängig davon an welchem Ort im Wechselwirkungsbereich dies geschieht, einen Flugzeitunterschied aufgrund einer eventuell verschiedenen lokalen Flächenbelegung aufgeprägt bekommen. Da die Ionen von den jeweiligen Detektoren nicht orts aufgelöst (insbesondere nicht in der Wechselwirkungsebene) aufgenommen werden, hätten Inhomogenitäten des Targets einen deutlichen Einfluss auf die Qualität der experimentellen Daten. Dementsprechend wird eine möglichst starke Homogenisierung der Intensitätsverteilung mit Hilfe von sogenannten Phasenplatten



**Abbildung 3.2:** Verschiebung der Ankunftszeit der Mikropulse aufgrund einer Erhöhung des Energieverlustes (blau: tatsächliche Ankunftszeit; grau: erwartete Ankunftszeit bei konstantem Energieverlust).

angestrebt. Ausgehend von den in den verschiedenen Experimentkampagnen gewonnenen Erkenntnissen ergab sich im Verlauf der Arbeit die Notwendigkeit zur Modifikation des Aufbaus, weshalb teilweise nur ein Heizlaser von verschiedenen Seiten oder beide gleichzeitig von jeweils entgegengesetzten Seiten eingesetzt wurden. Der konkrete Aufbau der Experimente wird jeweils in den Unterkapiteln von Kapitel 4 angegeben. Nach der Wechselwirkung durchqueren die Ionen eine Flugstrecke von 12,13 m, bis sie von einem Flugzeitdetektor detektiert werden. Weiterhin besteht am Strahlzweig des Messplatzes die Möglichkeit der Verwendung eines Dipolmagneten zur Aufspaltung der Ladungszustände des Ionenstrahls am Ende der Flugstrecke. Wird der alternative Strahlengang mit Hilfe des Dipols kurz vor Ende der Flugstrecke gewählt, ist die Distanz mit 11,77 m etwas kürzer. Die Flugzeitmessung basiert dabei auf dem in Abbildung 3.2 dargestellten Prinzip. Das kalte Target wird vom Ionenstrahl des Beschleunigers durchquert. Am Detektor werden also regelmäßig ankommende Pulse mit der der Mikrostruktur des Beschleunigers entsprechenden Frequenz registriert. Diese sind gegenüber dem Wert für das Vakuum um den sich aus dem Energieverlust des kalten Targets ergebenden Flugzeitunterschied verzögert. Wird das Target nun in den Plasmazustand geheizt und ergibt sich so eine Energieverluständerung, im Fall von Abbildung 3.2 die gemäß Theorie erwartete Erhöhung, und damit ein Flugzeitunterschied, so werden die das Plasma durchquerenden Pulse in ihrer Ankunftszeit verzögert. Jeder Mikropuls entspricht somit einem Messpunkt für die Flugzeit und gegebenenfalls für die Ladungsverteilung.

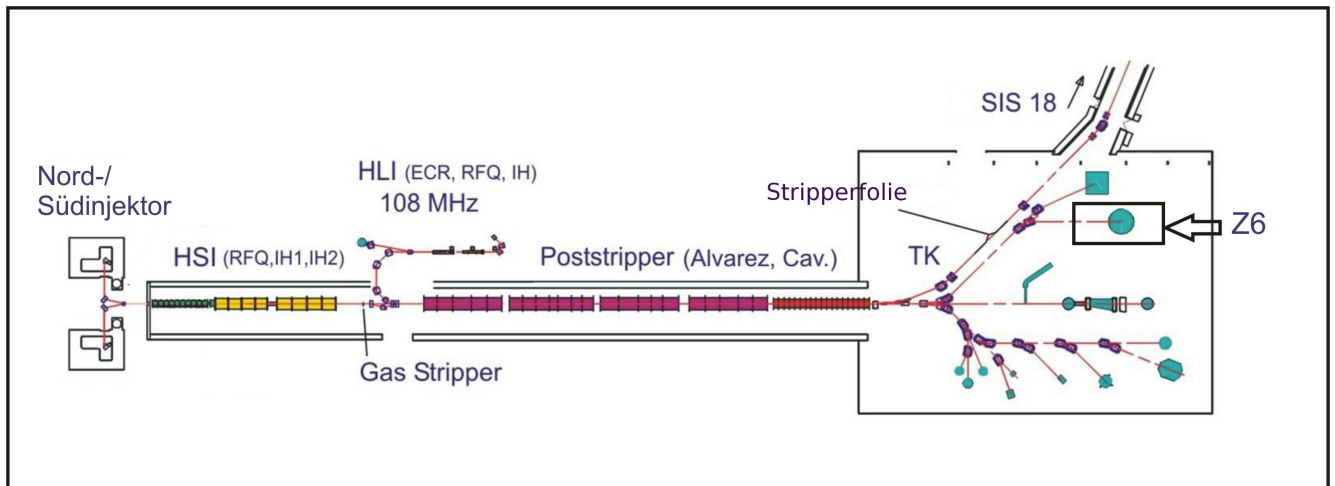
Der weitere Verlauf dieses Kapitels gliedert sich in die folgenden Abschnitte. Zunächst werden kurz die wichtigsten Parameter des verwendeten Linearbeschleunigers der GSI vorgestellt und ausgehend von dessen Strahlcharakteristika die für die Experimente verwendeten und zum Teil neu entwickelten Diagnostiken des Ionenstrahls erläutert. Im Anschluss daran wird genauer auf die Erzeugung des Plasmas mit Hilfe der beiden Hochenergielaser der GSI eingegangen. Beide Systeme werden knapp erläutert und anschließend werden die wichtigsten verwendeten und ebenfalls zum Teil weiter entwickelten Plasma-diagnostiken vorgestellt.

### 3.2 Der GSI-Linearbeschleuniger

Die GSI-Beschleunigeranlage lässt sich im Wesentlichen in zwei Bereiche unterteilen. Der erste Teil ist der Linearbeschleuniger UNILAC („Universal Linear Accelerator“), der u.a. als Injektor für das sich als zweiten Teil anschließende Schwerionensynchrotron (SIS) dient, das Schwerionen auf bis zu 90 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen kann. Diese Ionenstrahlen können zu den Experimentierplätzen u.a. in den Experimentellen Speicherring (ESR) injiziert werden. Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente wurden am Messplatz Z6 durchgeführt. Dieser ist an den UNILAC angeschlossen, weshalb der Linearbeschleuniger im Folgenden ausführlicher vorgestellt wird.

Der UNILAC (siehe Abbildung 3.3) bietet die Möglichkeit, Ionen aller Elemente von Protonen bis hinauf zu Uran auf Energien von 3,6 – 20 MeV/u zu beschleunigen. Er kann über drei verschiedene Injektoren mit unterschiedlichen Ionen befüllt werden. Der sogenannte Nord- und der Südinjektor am westlichen





**Abbildung 3.3:** Schematische Skizze des Linearbeschleunigers UNILAC aus [gsi11].

Ende des UNILAC erzeugen Ionen mit niedriger Ladungszahl und geringer Energie. Diese werden zunächst in eine RFQ-Struktur (Radio Frequency Quadrupole) bei einer Frequenz von 36,136 MHz eingekoppelt, darin beschleunigt, um anschließend in einem Gas-Stripper hochgeladen zu werden. Durch die RFQ wird dem Ionenstrahl eine Mikrostruktur der eben genannten Frequenz aufgeprägt. Dies entspricht einem zeitlichen Abstand der Mikropulse von 27,673 ns. Des Weiteren kann der UNILAC mit dem HLI (Hochladungsinjektor) nördlich des UNILAC gespeist werden. Dieser verwendet eine EZR-Quelle (Elektron-Zyklotron-Resonanz) und anschließender RFQ- und IH-Struktur, mit der hochgeladene mit 108,408 MHz gepulste Ionenstrahlen erzeugt werden. Unabhängig davon aus welcher Quelle stammend, werden die Ionenpulse im nächsten Schritt in die vier Alvarez-Driftröhrenbeschleunigerstrukturen geleitet. Diese arbeiten mit einer Frequenz von 108,408 MHz und erhöhen die Ionenenergie stufenweise auf 3,6 – 11,4 MeV/u. Die aus dem HLI stammenden Ionen füllen hierbei jede Alvarez-Periode, die aus Nord- und Südinjektor nur jede dritte. An den Alvarez schließen sich noch weitere Einzelresonatoren an, mit deren Hilfe jede Energie bis zu 20 MeV/u eingestellt werden kann. Der so beschleunigte Ionenstrahl wird mit Hilfe von Dipol- und Quadrupolmagneten, sowie von Strahldiagnosekammern (Position → Gitter, Intensität → Faraday-Cups, Transformatorspulen) an die entsprechenden Experimentierplätze geleitet, bzw. zur weiteren Beschleunigung in das SIS injiziert.

Für die an Z6 ankommenden Schwerionenpulse ergeben sich zusammenfassend die folgenden Eigenschaften: Die ankommenden Ionenstrahlen sind gepulst, je nach Quelle ergibt sich ein zeitlicher Abstand der Pulse von 27,673 oder 9,224 ns. Die Mikropulsbreite beträgt aufgrund der Energieunschärfe und der Driftstrecke zwischen dem letzten Resonator und dem Experimentierplatz ca. 2-3 ns (FWHM). Die longitudinale Form des Mikropulses lässt sich durch eine Gaußsche Verteilung approximieren. Des Weiteren ist dem Ionenstrahl durch die Netzfrequenz eine 50 Hz-Struktur aufgeprägt, die einem zeitlichen Abstand der Makropulse von 20 ms entspricht. Da die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente jedoch meist parasitär zu einem Hauptexperiment durchgeführt werden, ist der Betrieb mit 5 Hz der übliche. Dies spielt bei der Synchronisation mit den beiden Lasersystemen Phelix und nhelix eine wichtige Rolle. Der Makropuls selbst ist dabei meist 5 ms lang.

Weitere detaillierte Informationen über den UNILAC sowie über die gesamte Beschleunigeranlage der GSI finden sich beispielsweise in [gsi11].

---

### 3.3 Ionenstrahldiagnostik

---

Ausgehend von den Strahlparametern des UNILAC und dem in Abschnitt 3.1 vorgestellten Versuchsaufbau ergaben sich für die hier vorliegende Arbeit die folgenden Anforderungen: Es wird ein Flugzeitdetektor zur „einfachen“ Vermessung des Energieverlustes benötigt, der den sich aus dem Experiment ergebenden Anforderungen entspricht. Ein solcher Detektor basierend auf polykristallinem Diamant wurde bereits in [Wam06] entwickelt und in [Fra08] erfolgreich verwendet. Daraufhin folgte die Idee der Konstruktion eines Ladungsspektrometers ebenfalls auf Diamantbasis, aufgrund diverser Vorteile gegenüber dem bereits vorhandenen System [Sue99]. Die Entwicklung dieses Spektrometers und eine Diskussion der Vorteile wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

---

#### 3.3.1 Aufbau und Konstruktion des Ladungsspektrometers

---

Im Rahmen dieser Arbeit soll neben der Vermessung des Energieverlustes des Schwerionenstrahls auch die experimentelle Bestimmung seiner Ladungsverteilung erfolgen. Es muss sich hierbei darauf beschränkt werden, die Ladungsverteilung des Schwerionenstrahls nach der Wechselwirkung mit dem Plasmatarget aufzunehmen, wie in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Vermessung der Ladungsverteilung des Ionenstrahls im Target selbst ist insbesondere im Fall eines stark strahlenden Plasmas im Experiment leider nicht möglich. Die im Experiment erzeugten Plasmen haben eine Lebensdauer von – je nach genauer Konfiguration – 15-30 Nanosekunden und sind in diesem Zeitrahmen von einer noch kürzeren Dynamik geprägt, so dass sich die Plasmaparameter Dichte, Temperatur und Ionisationsgrad sehr schnell ändern. Das macht eine Vermessung mit einzelnen Teilchen, wie dies beispielsweise in [BRH06] durchgeführt wurde, aufgrund der Lasereperiment-Wiederholfrequenz von einem Schuss pro Stunde nicht durchführbar. Ebenfalls gestaltet sich die Aufnahme der charakteristischen Röntgenstrahlung bei Übergängen im Projektil schwierig. Diese würde vom Leuchten des heißen Plasmas überstrahlt werden, ganz abgesehen von den sehr geringen Photonenzahlen, die sich aus der Anzahl von ca.  $10^3$ - $10^4$  Teilchen pro Mikropuls ergeben. Dementsprechend muss sich dieses Experiment auf die Aufnahme der aus dem Plasma austretenden Ladungsverteilung beschränken. Hierfür kann am Messplatz Z6 ein Dipol im Strahlzweig zur Aufspaltung der Ladungszustände genutzt werden, die dann von einem Detektor aufgenommen werden müssen. Dies wurde in der Vergangenheit bereits mit Hilfe der Kombination einer MCP und einer Streackkamera durchgeführt [Sue99]. Diese Experimente haben zu interessanten Ergebnissen geführt, allerdings birgt die Methode einige Nachteile. So verfügt eine MCP zwar über eine große Anzahl von Kanälen, allerdings besitzt jeder Kanal eine nicht zu vernachlässigende Totzeit. Dies führt insbesondere in Anbetracht der Länge eines Makropulses des Beschleunigers zu Ungenauigkeiten und zu einer unbefriedigenden Linearität zur einfallenden Teilchenzahl. Des Weiteren bringt die Verwendung einer Streackkamera den Nachteil mit sich, dass aufgrund der intrinsisch notwendigen Schlitzblende nur ein Teil des Ionenstrahls zur Aufnahme der Ladungsverteilung herangezogen wird. Außerdem gestaltet sich die parallele Messung des Energieverlustes des Ionenstrahls schwierig.

Die genannten Probleme motivierten so, gepaart mit den guten Erfahrungen beim Einsatz von polykristallinen CVD-Diamantdetektoren als Detektoren für Schwerionenstrahlen beispielsweise in [Wam06, FBG<sup>+</sup>10, BBM<sup>+</sup>01], die Konstruktion eines Ladungsspektrometers auf Diamantbasis. Die Anforderungen an das Spektrometer gestalten sich dabei wie folgt:

- Es soll die Vermessung der Ladungsverteilung von mittelschweren Ionen bei UNILAC-typischen Energien von 4-8 MeV/u erlauben, wobei der Fokus auf den geringeren Energien liegt.
- Es benötigt eine hinreichende Strahlungshärte gegenüber dem relativ hohen Strom des UNILAC-Makropulses. Insbesondere eine mögliche Aufzeichnung eines größeren Bereichs aus dem Makropuls des Beschleunigers im Bereich von einigen Mikrosekunden ohne Einschränkung bei der Zeitauflösung des Detektors ist wünschenswert.



- Es muss eine lineare Antwort gegenüber der einfallenden Ionenstrahlintensität besitzen zwecks Bestimmung genau dieser Menge an einfallenden Teilchen. Weiterhin müssen die Detektoren groß genug sein, um den gesamten Strahl aufnehmen zu können.
- Der Detektor muss sowohl über kurze Anstiegs- als auch Abfallzeiten verfügen. Erstere werden für eine hinreichend genaue Auflösung des Energieverlustes des Schwerionenstrahls benötigt, zweitere für eine Auflösung der maximal 108 MHz-Mikrostruktur des Beschleunigers.
- Der Detektor benötigt für die genannten Energien eine hinreichend hohe Sensitivität zur Detektion von Einzelteilchen zwecks Kalibrierung, sollte aber gleichzeitig nicht so sensitiv sein, dass die Gefahr der Übersättigung bei den gegebenen Strahlströmen besteht.

Eine detaillierte Diskussion der möglichen Detektorarten ist in [Cay09] dargestellt und soll an dieser Stelle nicht wiederholt werden. In Zusammenarbeit mit dem Autor der genannten Arbeit ist die Konstruktion des hier beschriebenen Spektrometers durchgeführt worden. Die oben aufgelisteten Punkte werden sehr gut von Diamant als Material erfüllt. Die Strahlungshärte ist durch die  $sp^3$ -Hybridbindungen gegeben. Für Diamant wird eine Energie von 80 eV (zum Vergleich Silizium 28 eV) benötigt, um ein Atom aus dem Gitter herauszulösen. Des Weiteren ist die große mechanische Härte von Diamant bekannt. Die Sensitivität mit einer Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares von ca. 13 eV ist ebenfalls aus zwei Gründen ein guter Wert. Zum einen bietet der Wert die Möglichkeit zur Kalibration des Detektors mittels Einzelteilchenmessungen. Die Sensitivität reicht bei genügend hoher Verstärkung aus. Gleichzeitig ist diese aber auch nicht zu hoch, so dass die Aufnahme der hohen Beschleunigerströme problemlos möglich bleibt. Zum anderen sorgt die hohe Bandlücke von Diamant für eine intrinsische ladungsträgerfreie Zone. Dies ermöglicht sowohl den problemlosen Betrieb bei Raumtemperatur als auch die direkte Metallisierung des Diamanten ohne eine vorherige Dotierung und das Anlegen einer Sperrspannung.

Ebenso wichtig ist die zeitliche Präzision der Diamantdetektoren zur Bestimmung der Ankunftszeit der Ionenpulse und damit des Energieverlustes. Dies erfordert eine möglichst steile Anstiegsflanke des Detektors. Diese wurde in verschiedenen Arbeiten mit verschiedenen Proben vermessen und es wurden immer Werte deutlich kleiner als 100 ps gefunden (siehe beispielsweise erneut [Wam06, BBM<sup>+</sup>01]). Setzt man sich zum Ziel Änderungen im Energieverlust von mehr als 5 % bei einer typischen Projektilenergie von 4 MeV/u und einer typischen Targetdicke von 0,5  $\mu\text{m}$  mit dem System detektieren zu können, ergibt sich damit als minimale Anforderung an das Spektrometer eine Zeitauflösung von etwa 150 ps. Das ist ein Wert, der von Diamant folglich problemlos erfüllt wird. Die guten zeitlichen Eigenschaften von Diamant sind durch die hohen Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern (2200 und 1600 im Vergleich zu 1500 und 600  $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  bei Silizium) gepaart mit einem hohen spezifischen Widerstand von mehr als  $10^{11} \Omega\text{cm}$  begründet. Die Möglichkeit zum Anlegen hoher elektrischer Felder (ca. 2 V/ $\mu\text{m}$  bei polykristallinem Diamant, bis zu 5 V/ $\mu\text{m}$  im Fall von monokristallinem Diamant) an den Diamanten in Zusammenspiel mit den hohen Beweglichkeiten sorgt für kurze Signale.

Bei Diamantdetektoren sind grundsätzlich zwei Typen zu unterscheiden: polykristalliner und monokristalliner Diamant. Hergestellt werden beide Typen durch Abscheidung aus der Gasphase (CVD - „Chemical Vapour Deposition“) auf ein Substrat. Das CVD-Verfahren ist beispielsweise ausführlich in [SD94] beschrieben. Je nach verwendetem Substrat kann die eine oder die andere Kristallform gezüchtet werden. Wird ein Siliziumsubstrat verwendet, so entstehen aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten von Diamant und Silizium verschiedene säulenartige Diamantkörner, die nach oben wachsen. Zur Erzeugung monokristalliner Proben wird ebenfalls ein monokristalliner Diamant als Substrat benötigt. Im ersten Fall kommt es somit zu zahlreichen Fehlstellen zwischen den einzelnen Kristallen im Gitterverbund, die als Fallen für Ladungsträger wirken. Dies hat den großen Nachteil, dass je nach Trajektorie des zu detektierenden Ions eine verschiedene Anzahl an Ladungsträgern erzeugt wird. Damit werden von Einzelteilchen zu Einzelteilchen verschiedene statistisch verteilte Signalhöhen und -flächen erzeugt. Dies ist zunächst diametral zum Ziel einer möglichst linearen Antwort des Detektors zum einfallenden Teilchenstrom. Allerdings bieten polykristalline Detektoren den Vorteil, dass große Detektorflächen sowohl überhaupt

möglich als auch zu deutlich günstigeren Kosten erhältlich sind. Weiterhin sind die Signale des Detektors etwas schmaler im Vergleich zum monokristallinen Diamanten. Die entsprechenden Fehlstellen führen zu einem vorzeitigen Zusammenbrechen des erzeugten Feldes, da im polykristallinen Diamant der Großteil der erzeugten Ladungsträger dort rekombiniert. Dementsprechend hat die monokristalline Form den großen Vorteil, dass die Antwort auf den einfallenden Strom äußerst linear ist, da es in ihm nur sehr wenige Fehlstellen gibt. So wurde in [BDB<sup>+</sup>03] die Ladungssammlungseffizienz zu 96,3 % bestimmt, im polykristallinen Fall jedoch nur zu 22,1 %. Die mit monokristallinem Diamant erreichbaren Flächen sind jedoch deutlich kleiner als bei polykristallinem Diamant.

Aus den genannten Vor- und Nachteilen ergeben sich im Wesentlichen zwei Fragen: Zum einen welche Abmessungen des Ionenstrahls für die verschiedenen Ladungszustände bei verschiedenen Projektiltypen und -energien zu erwarten sind und zum anderen wie stark sich die Signalfuktuationen auch bei den hohen Teilchenzahlen pro Mikropuls auswirken. Diese Fragen werden in der nachfolgenden Tabelle und Abbildung 3.4 beantwortet.

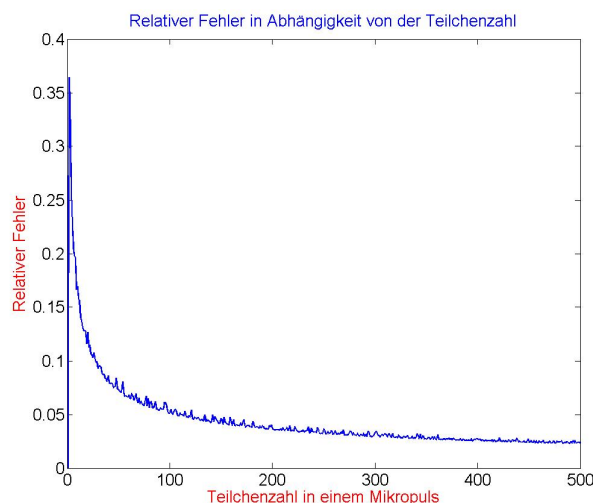
Ion	Energie (MeV/u)	räuml. Trennung der Lad.zst. (mm)	Max. Breite (mm)	Max. Höhe (mm)
Neon	4	20,9	13,2	22,9
	6		11,4	22,9
	8		11,4	23,5
Argon	4	13,1	4,2	17
	6		5	15,4
	8		4,7	15,4
Zink	4	8,7	3,2	12,5
	6		3,4	8,5
	8		3,1	9,7

Mit Hilfe des Programms MIRKO<sup>1</sup> wurde der Strahlverlauf von verschiedenen Ionensorten bei verschiedenen Energien im Z6-Strahlzweig berechnet und auf möglichst geringe Strahldurchmesser in der Detektorebene optimiert. In der obigen Tabelle sind die Ergebnisse dieser Rechnungen für drei Ionensorten bei verschiedenen Energien repräsentativ für einen leichten (Neon), mittelschweren (Argon) und einen schweren Fall (Zink) zusammengetragen. Aufgelistet sind dabei der Projektiltyp, dessen Energie, die Separation der einzelnen Ladungszustände durch den Dipol sowie die maximale Breite und Höhe des flächenmäßig größten Ladungszustands in der Detektorebene. Gerechnet wurden die Abmessungen von fünf Ladungszuständen rund um den gerundeten Gleichgewichtsladungszustand mit den jeweils beiden nächsten Nachbarn (bei Argon beispielsweise 14+, 15+, 16+, 17+, 18+) des jeweiligen Elements in Kohlenstoff. Der Gleichgewichtsladungszustand wurde mit Hilfe von Gleichung 2.21 berechnet. Mit diesen fünf Ladungszuständen kann mehr als 95 % der Ladungsverteilung vermessen werden, und im Fall der etwas leichteren Ionen als Zink ist dieser Anteil sogar noch größer. Aus der obigen Tabelle lässt sich erkennen, dass sich bereits für mittelschwere Ionen (Argon) minimale Abmessungen eines möglichen Ladungsdetektors von 5x17 mm<sup>2</sup> ergeben. Die Abmessungen des leichten Falls Neon sind dabei nicht sehr aussagekräftig, da bereits bei einer Energie von 4 MeV/u Neon mit einem Gleichgewichtsladungszustand von  $Q_{mean,FK} = 9,51$  im Festkörper zu einem großen Teil vollionisiert ist und der Beitrag von Ne<sup>8+</sup> und Ne<sup>7+</sup> zur gesamten Ladungsverteilung nicht sehr groß ist. Auch eine Untersuchung der Änderungen im Plasmafall würde sich hier schwierig gestalten, da die zu erwartenden Änderungen nur äußerst klein sind. Der Unterschied beim mittleren Ladungszustand zwischen Gasphase und Festkörper beträgt beispielsweise nur etwa  $\Delta Q_{FK/GasNe} = 0,08$ . Demzufolge wurde bei der Konstruktion des Spektrometers der Schwerpunkt auf Elemente schwerer als Neon gelegt. Auch wenn wie in der obigen Tabelle

<sup>1</sup> [http://www.gsi.de/beschleuniger/groups/FSY/projekte/struktur\\_ionenoptik/MIRKO\\_e.html](http://www.gsi.de/beschleuniger/groups/FSY/projekte/struktur_ionenoptik/MIRKO_e.html) - 08/2011

zu erkennen die Strahldurchmesser aufgrund der höheren Steifigkeit der schwereren Elemente kleiner werden, so ist doch eine Größe von 20 mm auf einer Achse notwendig. Zum Zeitpunkt der Konstruktion des Spektrometers betrug die maximale kommerziell erhältliche Fläche von monokristallinem Diamant etwa  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . Zwar ließe sich natürlich jeder Detektor aus mehreren dieser Diamanten zu den benötigten Flächen zusammensetzen, allerdings würden mit dieser Methode die benötigten Stückzahlen und damit die Kosten deutlich steigen. Weiterhin würden die bei dieser Konstruktion zwangsläufig entstehenden leeren Flächen zwischen den einzelnen Diamanten den großen Vorteil der fast perfekten Linearität zum einfallenden Strahlstrom verringern. Diese Punkte motivierten die Untersuchung, wie stark sich die Fluktuation der Flächen der Antwortfunktion von polykristallinem Diamant auf das zu detektierende Signal bei den zu erwartenden Teilchenzahlen von einigen 100 pro Ladungszustand je Mikropuls auswirkt.

Zur Überprüfung dieses Sachverhalts wurden die Einzelteilchensignale des  $20,5 \mu\text{m}$  dicken, im Rahmen von [Wam06] entwickelten, Diamanten aufgenommen und aus den detektierten Flächen eine statistische Verteilung erstellt. Mit Hilfe dieser wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, um die Streuung der Signalflächen in Abhängigkeit von der einfallenden Teilchenzahl zu ermitteln. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Aus dieser Grafik ist zu erkennen, dass die Signalfluktu-

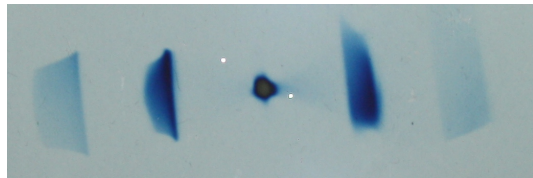


**Abbildung 3.4:** Die Fluktuationen eines polykristallinen Diamantdetektors in Abhängigkeit von der einfallenden Teilchenzahl.

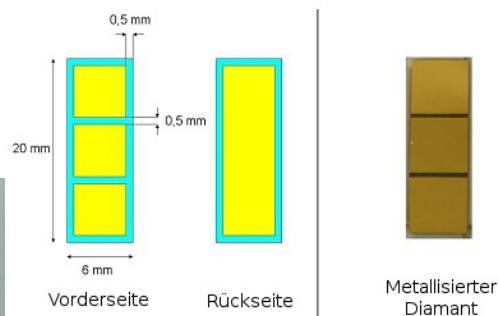
tionen für geringe Strahlströme eine bedeutende Rolle spielen, sie jedoch mit steigendem Strahlstrom relativ schnell sinken und für diesen untersuchten Detektor bereits ab 100 Teilchen pro Mikropuls mit einem Fehler von kleiner als 5 % nur noch eine geringe Rolle spielen. Demzufolge eignet sich polykristalliner Diamant entgegen der vorläufigen Bedenken sehr wohl für die angedachte Anwendung und wurde entsprechend den bisher dargestellten Argumenten als Detektormaterial verwendet.

Die genauen Spezifikationen des Detektorsystems sehen nun wie folgt aus:

Die Fläche des Diamants wurde zwecks einer hinreichenden Abdeckung der zu erwartenden Strahlprofile zu einer Fläche von  $7 \times 20 \text{ mm}^2$  gewählt. Da sich in der Praxis gezeigt hat (siehe Abbildung 3.5a), dass die im Experiment zu erreichenden Formen der Ladungsverteilungen nicht denen in den Strahlzweigsimulationen entsprechen, wurden zusätzlich noch drei weitere Detektoren mit einer Fläche von  $10 \times 15 \text{ mm}^2$  gebaut, um etwas variabler auf die sich in der Detektorebene einstellbaren Strahlformen während eines Experiments reagieren zu können. Als Dicke wurde  $20 \mu\text{m}$  gewählt, so dass sich der Braggpeak der einfallenden Schwerionen noch außerhalb des Detektormaterials befindet. Dies hat eine homogenere Ionisation des Detektorvolumens zur Folge und vermeidet somit das verstärkte Auftreten von Polarisierungseffekten im Diamant. Diese führen aufgrund des durch gefangene Ladungsträger erzeugten Gegenfeldes zu einer systematischen Einschnürung des Signals über einen Makropuls und erschweren



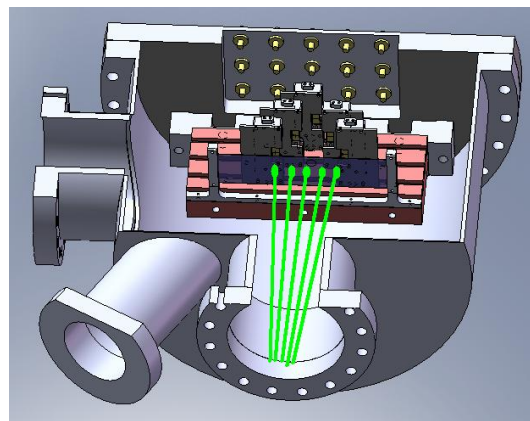
**(a)** Form der Ladungsverteilung mit RCF (Radiochromatic Film) gemessen.



**(b)** Metallisierung der Diamanten



**(c)** Gebondeter metallisierter Diamant auf Platine.



**(d)** Konstruktionszeichnung des gesamten Spektrometers

**Abbildung 3.5:** Aufbau und Konstruktion des Ladungsspektrometers

somit die Vergleichbarkeit der Diamanten untereinander. Aus Kapazitätsgründen wird jeder Detektor bei der Metallisierung auf der Vorderseite zu Flächen von je  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  bzw.  $9 \times 4,5 \text{ mm}^2$  gedrittelt (siehe Abb. 3.5b). Auf der Rückseite wird eine durchgängige Metallisierung verwendet. Somit ergeben sich zeitliche Abfallkonstanten von etwa 4, 5 ns, was genügend klein gegenüber dem Mikropulsabstand auch bei 108 MHz Pulsfrequenz ist. Die Diamantproben selbst stammen von Diamond Materials<sup>2</sup>. Die Metallisierung erfolgte im Targetlabor der GSI, verwendet wurden die Materialien vom Substrat ausgehend nach außen zunächst 20 nm Titan, darüber 30 nm Platin und 100 nm Gold als äußerste Schicht. Die Details zum Herstellungsprozess können in [Cay09] nachgelesen werden. Die metallisierten Diamanten wurden anschließend im Detektorlabor der GSI mit Hilfe von Silberleitkleber auf einer auf 50 Ohm abgestimmten Leiterplatine angebracht (siehe Abb. 3.5c). Zunächst wurde eine frei tragende Konstruktion gewählt, da mit dieser in [Wam06] gute Erfahrungen gemacht wurden, bei der der Diamant im konkreten Fall nur an drei Seiten befestigt wurde. Dies sollte ein möglichst dichtes Aneinanderreihen der Detektoren im Schienensystem für schwerere Elemente ermöglichen. Die Diamanten wurden letztlich doch direkt auf die Platine geklebt, da sich diese Version als deutlich stabiler als eine nur an den Kanten des Diamanten befestigte erwies. Diese Variante wurde auch für die breiteren Detektoren der somit dritten Generation gewählt. Mittels dünner Bonding-Drähte wurden die Diamanten mit der Platine verbunden. Im Gehäuse werden die Detektoren auf einem Schienensystem angebracht, dass das freie Verfahren der Detektoren in drei Ebenen dicht hintereinander ermöglicht und somit einen fast nahtlosen Übergang zwischen den ver-

<sup>2</sup> Diamond Materials GmbH, Tullastraße 72, 79108 Freiburg

---

schiedenen Detektorflächen erlaubt (siehe Abb. 3.5d). Über SMA-Kabel und Durchführungen wird jeder Detektor separat von einem DBA-IV („Diamond Broadband Amplifier“, [Mor]) verstärkt. Anschließend werden die zueinander gehörigen Detektorsignale mittels eines Signaladdierers summiert und können an einem Oszilloskop aufgezeichnet werden.

---

### 3.3.2 Der Flugzeitdetektor

---

In den ersten Experimenten dieser Arbeit wurde zur Detektion der ankommenden Schwerionen ein 19  $\mu\text{m}$  dicker polykristalliner Diamantdetektor verwendet, der im Rahmen von ([Wam06]) speziell für diese Art von Energieverlustmessungen entwickelt wurde. Der Detektor verfügt über eine mit Elektroden bedampfte sensitive Fläche von  $8 \times 8 \text{ mm}^2$ , die aus den gleichen Gründen wie das obige Spektrometer in diesem Fall in vier Segmente unterteilt wurde. Diese sind einzeln auslesbar, wurden aber in den Experimenten im Rahmen dieser Arbeit nach der Verstärkung direkt aufaddiert. Dieser Detektor ist schnell genug für das oben beschriebene Experiment. Der Fehler der Ankunftszeit eines Pulses bestimmt sich gemäß der genannten Arbeit zu  $\approx 40 \text{ ps}$ , was einer relativen Energieauflösung von  $\text{ca. } 2 \cdot 10^{-4}$  bei einer Energie von  $4 \text{ MeV/u}$  im Experiment entspricht. Des Weiteren zeichnet sich der Detektor durch die genannten Vorteile eines Diamantdetektors aus, nämlich der hohen Strahlungshärte gegenüber Schwerionen und aufgrund seiner intrinsisch großen Bandlücke durch eine relativ geringe Photosensitivität. Dies ist bei Verwendung der Konfiguration ohne Dipol wichtig, da das Plasma während der Laser-Plasma-Wechselwirkung stark im Bereich unterhalb von  $235 \text{ nm}$  (entspricht der Bandlücke des Diamants) strahlt und auch noch in  $12 \text{ m}$  Entfernung den Detektor massiv überbelichtet. Allerdings hält die Sättigung des Signals nur kurze Zeit an, so dass die Ionen, die nach etwa  $400 \text{ Nanosekunden}$  Flugzeit – abhängig von der genauen Projektilenergie – nach Durchquerung des Plasmas den Detektor erreichen, wieder detektiert werden können. Zusätzlich kann der Detektor durch eine dünne Kohlenstoffolie in wenigen Zentimetern Entfernung vom Detektor gegen das beschriebene Plasmaleuchten des Targets hinreichend abgeschirmt werden. Durch den geringen Abstand ist der aus dem Energieverlust in dieser Folie resultierende Flugzeitunterschied des Schwerions nicht mehr von Belang.

Nach der Diskussion der Ionenstrahldiagnostiken erfolgt nun der nächste Schritt zur Beschreibung der Plasmaerzeugung im Experiment aus Abbildung 3.1. Die Plasmen werden mit den beiden Hochenergie-lasersystemen Phelix und nhelix erzeugt. Ohne eine möglichst genaue Charakterisierung des Targets ist die Herausarbeitung der Physik des Energieverlustes unabhängig von den in diesem Abschnitt besprochenen Diagnostiken nur schwerlich möglich. Demzufolge werden im Anschluss an die kurze Vorstellung der Heizlaser die verwendeten Laser- und Plasmadiagnostiken erläutert.

---

## 3.4 Lasersysteme und Plasmadiagnostik

---

---

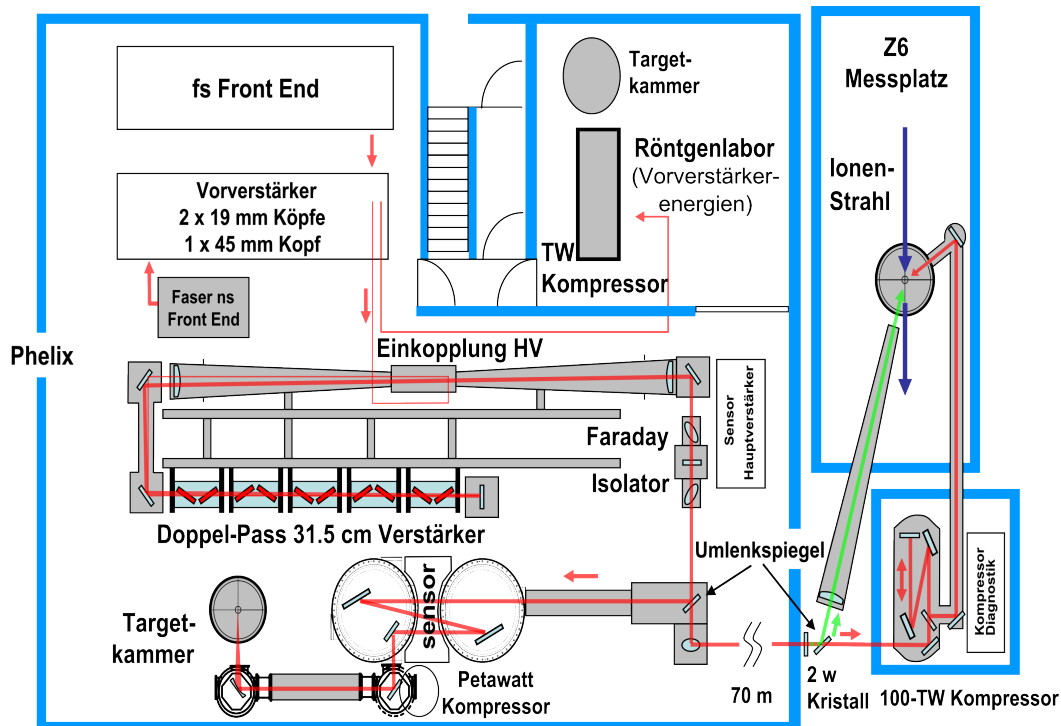
### 3.4.1 Phelix

---

Eine schematische Darstellung des Phelix-Lasersystems ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Das Lasersystem verfügt über zwei sogenannte Frontends. Eines basiert auf Ti:Saphir und wird zur Erzeugung kurzer Pulse im Bereich von einigen  $100 \text{ fs}$  verwendet, das zweite auf einem Glasfasersystem, welches die Erzeugung von Pulsen im Nanosekundenbereich („Langpulse“) ermöglicht. Beide erzeugen Pulse mit einer Wellenlänge von  $1,053 \mu\text{m}$ .

Das in dieser Arbeit verwendete Frontend ist das letztgenannte. Es basiert auf einem CW-Faserlaser (Kohéras Basik), aus dessen Strahl mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators Pulszüge von  $100 \text{ ns}$  Länge herausgeschnitten werden. Diese werden anschließend im „Doppelpass“ von einem Faserverstärker auf eine Energie von  $10 \text{ nJ}$  verstärkt. Mit Hilfe eines Intensitätsmodulators, der durch einen kommerziell erhältlichen Frequenzgenerator getrieben wird, lassen sich verschiedene zeitliche Pulsprofile mit einer





**Abbildung 3.6:** Schematische Skizze des Phelix-Lasersystems aus [BAB<sup>+</sup>10].

Länge zwischen 0,7 und 20 ns erzeugen. Daraufhin folgt ein Nd:Glass-basierter regenerativer Ringverstärker an dessen Ende die Pulse eine Energie von rund 20 mJ bei einer Repetitionsrate von 0,5 Hz aufweisen. Die Zeitsignale des Frontends können sowohl bei Phelix lokal als auch aus den Makropulssignalen der Pulszentrale des Beschleunigers generiert werden. Der Abgleich mit den Mikropulssignalen erlaubt eine Synchronisation zwischen den einzelnen Ionenpulsen und dem Phelixlaserpuls mit einer Genauigkeit von ca. 1 ns.

Je nach Experiment können die in den Frontends generierten Pulse nun in den Vorverstärker eingekoppelt werden. Dieser besteht aus drei Nd:Glass-Verstärkern mit zweimal 19 mm und einmal 45 mm Durchmesser. Der Strahldurchmesser wird hierbei sukzessive bis zu einem Durchmesser von 70 mm am Ende aufgeweitet. Am Ende des Vorverstärkers können mit Hilfe eines deformierbaren Spiegels Wellenfrontaberrationen korrigiert werden. Die Laserpulse mit einer Energie von bis zu 10 J können nun entweder in das Röntgenlabor geleitet oder in den Hauptverstärker eingekoppelt werden.

Der Hauptverstärker besteht aus fünf Nd:Glass-Verstärkern. Er wird im „Doppelpass“ betrieben und eingekoppelter und ausgekoppelter Strahl werden im Raumfrequenzfilter im Zentrum zwischen den beiden Linsen geometrisch getrennt. Mit einem Strahldurchmesser von 28 cm werden mit Hilfe des Hauptverstärkers Energien von bis zu 1 kJ in 10 ns erreicht. Begrenzendes Element ist hierbei der sich anschließende Faradayrotator, der das Lasersystem vor den Rückreflexen vom Target entweder in der Targetkammer im Phelixgebäude oder am Experimentierbereich Z6 schützen soll. Zu Beginn der ersten Experimente dieser Arbeit wurde der Strahl mit einem Teleskop weiter in Richtung Z6 transportiert und nach einer Spiegelstrecke mit einer Linse von 4 m Brennweite und der optionalen Verwendung einer Phasenplatte („Random Phase Plate“-RPP) auf das Target fokussiert. Im weiter fortgeschrittenen Ausbauzustand des Lasersystems, wie es am Ende dieser Arbeit verwendet wurde, befindet sich im Anschluss an dieses Teleskop ein DKDP-Kristall zur Frequenzverdopplung des Langpulses auf  $\lambda = 527$  nm. Anschließend werden beide Frequenzen weiter transportiert und durch einen zweiten Spiegel mit einer hochreflektierenden Beschichtung für grünes Licht und einer hochtransmittierenden Beschichtung für die Fundamentalwellenlänge getrennt. Die Kurzpulsvariante auf der Fundamentalen von Phelix folgt dem Weg durch den

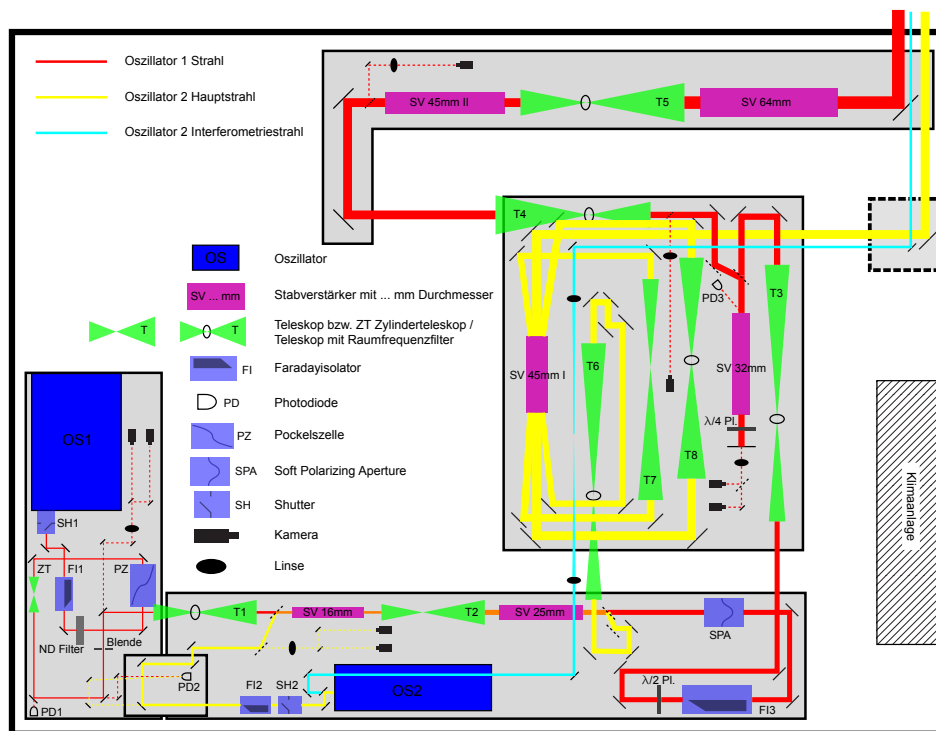


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des *nhelix*-Lasersystems [Sch07b]

100 TW-Kompressor in die Targetkammer. Die Langpulsvariante mit frequenzverdoppeltem Licht durchquert anschließend nach dem Trennspiegel eine Linse mit einer hochreflektierenden Beschichtung für  $\lambda_{Las} = 1,053 \mu\text{m}$  und einer hochtransmittierenden Beschichtung für die zweite Harmonische zwecks Kontrastverbesserung zwischen rotem und grünem Anteil.

### 3.4.2 nhelix

Eine schematische Skizze des *nhelix*-Lasersystems ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Auch dieses verfügt über zwei Oszillatoren, zum einen den *Powerlite*<sup>3</sup> (OS1), zum anderen den *Geola*<sup>4</sup> (OS2).

Ersterer erzeugt mit Hilfe einer aktiven Güteschaltung Laserpulse mit einer Energie von ca. 200 mJ und einem gaußförmigen zeitlichen Verlauf von 15 ns (FWHM) Breite. Nach Austritt aus dem Frontend (roter Strahlengang) durchläuft der Strahl zunächst einen Faraday-Rotator zwecks Schutzes des Oszillators. Die leicht elliptische Form des Strahlprofils wird nach Austritt aus dem Frontend zunächst mit Hilfe eines Zylinderteleskops korrigiert. Anschließend kann der Puls mit einer externen Pockelszelle weiter zeitlich verkürzt werden. Diese erlaubt aufgrund ihrer Öffnungs- und Verschlusszeit von 3 ns die Beschneidung des Pulses auf minimal 6 ns. Diese Möglichkeit ist für die direkte Heizung von Folien in diesem Experiment wichtig, da lange langsamere Anstiegszeiten für das Experiment aufgrund der Plasmadynamik ungünstig sind. Für detailliertere Informationen über das *nhelix*-Lasersystem seien die Arbeiten [Sch07a] und [Heß10] empfohlen. Der weitere Aufbau des Systems im Anschluss besitzt die folgende Struktur: Mit Hilfe von Raumfrequenzfiltern nach den Verstärkern (mit Ausnahme des SV-16 mm) werden gleichzeitig sowohl Störungen im Strahlprofil gefiltert als auch der Strahldurchmesser sukzessive weiter vergrößert, um unterhalb der Zerstörschwellen der Materialien zu bleiben. Insgesamt werden fünf Verstärker mit den Durchmessern 16, 25, 32, 45 und 64 mm durchlaufen, was auch dem Durchmesser des Strahls am Ende der Kette entspricht. Der SV-32 mm wird dabei im „Doppelpass“ betrieben und mit Hilfe einer  $\lambda/4$ -

<sup>3</sup> Modell: *Powerlite Precision 8000*, Firma: *Continuum*

<sup>4</sup> Modell: *G-Mini-B100-GSI*, Firma: *Geola Technologies*



---

Platte und eines Polarisators werden ein- und auslaufender Strahl getrennt. Die so erreichbare Energie beträgt etwa 100 J in 10 ns. Zusätzlich sei noch die sog. „Soft polarizing aperture“ erwähnt, die sich hinter dem SV-25 mm befindet. Diese Komponente dreht die Polarisation des eintreffenden Laserpulses in Abhängigkeit vom Strahlradius  $r$ , sodass die Transmission durch den anschließend folgenden Polarisator proportional zu  $\cos(ar^2)$  ist, mit einer Materialkonstante  $a$ . Es wird also aus den Randbereichen deutlich mehr Licht herausreflektiert, um die Überhöhung des Intensitätsprofils an den Rändern aufgrund der dort größeren Verstärkung zu korrigieren. Anschließend durchläuft der Strahl noch einen Faraday-Rotator, zwecks Schutzes des Systems. Am Ende der Kette besteht nun die Wahlmöglichkeit, den Strahl mit Hilfe zweier Spiegelstrecken zum Experiment in der Targetkammer zu transportieren. So lässt sich nicht nur der in Abbildung 3.7 eingezeichnete Strahlengang in rot sondern auch der in gelb eingezeichnete Weg durch Drehung des letzten Spiegels nutzen. Letzterer bietet die Möglichkeit die Frequenz des Heizstrahls mit Hilfe eines KDP-Kristalls mit einer Effizienz von etwa 55 % im konkreten Fall auf  $\lambda = 532 \text{ nm}$  zu verdoppeln. Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurden Energien von 30-35 J bei einer Pulslänge von 7 ns verwendet.

Im zweiten Oszillator OS2 werden die ebenfalls mit Hilfe einer aktiven Güteschaltung erzeugten Pulse von 5 ns mit Hilfe einer SBS-Zelle (Stimulierte Brillouin-Streuung) auf 500 ps bei einer Energie von üblicherweise 120 mJ verkürzt. OS2 kann zwei Strahlengänge bedienen. Zum einen den in gelb eingezeichneten Strahlengang, der zur optischen Thomsonstreuung verwendet werden kann. Dieser Strahlengang ist jedoch standardmäßig nicht betriebsbereit und wurde für diese Arbeit nicht verwendet, weshalb an dieser Stelle für weitere Details auf [Mue08] verwiesen sei. Wichtiger für diese Arbeit ist der im obigen Schema sehr einfache zweite Strahlengang, der in hellblau dargestellt ist. Dabei wird der deutlich schwächere Teil, der durch einen Strahlteiler transmittiert wird, über eine Spiegelstrecke in den Targetkammerbereich transportiert und kann dort nach Frequenzverdreifung zur Interferometrie an Plasmen genutzt werden. Dieses Vorgehen wird in Abschnitt 3.4.3.1 im Detail beschrieben.

Um eine systematische Vermessung der Wechselwirkung vom Ionenstrahl mit dem lasererzeugten Plasma zur ermöglichen, ist eine zeitliche Synchronisation zwischen der 5 Hz-Betriebsfrequenz der Lasersysteme (bzw. 0,5 Hz im Fall von Phelix) und der Mikropulsfrequenz des Beschleunigers notwendig. Diese wurde ursprünglich, wie beispielsweise in [Fra08] beschrieben, am Messplatz Z6 direkt durchgeführt. Nach Anschluss des Phelixlasers an Z6 musste diese in die zeitliche Steuerung dieses Lasersystem integriert werden. Die Beschleunigerfrequenz von 108/36 MHz und die von der Makrostruktur des Beschleunigers entnommenen 5 Hz (bei diesen Experimenten handelt es sich um parasitär durchgeführte) werden durch entsprechende Wandler in logische Signale verwandelt und von einer Koinzidenzeinheit verarbeitet. Anschließend kann dieses 5 Hz-Signal bei beiden Lasersystemen so verschoben werden, dass die Laserpulse zur gleichen Zeit und aufgrund der Koinzidenzeinheit phasenstabil zur Mikropulsstruktur des Beschleunigers sind. Mit diesem Verfahren wird eine Synchronisationsgenauigkeit von etwa 1 ns erreicht.

---

### 3.4.3 Plasmadiagnostik

---

Zur Interpretation der mit Hilfe des Experiments gewonnenen Daten über den Energieverlust und die Umladung des Schwerionenstrahls ist eine möglichst genaue Kenntnis der Experimentbedingungen und damit der Plasmaparameter notwendig. Idealerweise müssten im Plasma die Kenngrößen Dichte, Temperatur und Ionisationsgrad zeit- und orts aufgelöst gemessen werden, um die gewonnenen Ergebnisse mit Rechnungen und Simulationen vergleichen zu können. Die benötigte Genauigkeit der zu charakterisierenden Größen liegt je nach Ausdehnung des Plasmas teilweise bei Submikrometern (Startdicke der Folie meist 0,5  $\mu\text{m}$ ) und Zeitskalen von 1 ns. Insbesondere im dichten Bereich erweisen sich diese jedoch als experimentell nicht zu realisieren, weshalb in den Kapiteln 5 und 6 diese weitgehend mit 2D-Hydrodynamiksimulationen bestimmt werden. Zur Überprüfung der Genauigkeit dieser Simulationen und einer entsprechenden Optimierung bleibt eine möglichst vollständige Diagnostik der Experimentbedingungen essentiell. Deshalb wird auf eine Diagnostik der Heizlaserpulse von Phelix und nhelix

Wert gelegt. Bei jedem Schuss werden sowohl deren Energie mit Kalorimetern hinter einer der letzten optischen Komponenten vor dem eigentlichen Target als auch deren zeitliche Pulsform mit Hilfe von Photodioden bestimmt. Zusätzlich wird mit Hilfe einer hochauflösenden Kamera die Form des Fokusprofils unter Verwendung der Frontendpulse aufgenommen. Aufgrund der Verwendung von Phasenplatten nach den Fokussierlinsen ist zu erwarten, dass sich die Intensitätsverteilung zwischen Frontend- und Vollenergiepulsen nicht signifikant unterscheidet. Die genaue Kenntnis der Laserparameter erweist sich als äußerst wichtig für die Qualität der sich anschließenden Hydrodynamiksimulationen. Die aussagekräftigste Plasmadiagnostik jedoch stellt das im Folgenden beschriebene Interferometer dar.

### 3.4.3.1 Multi-Frame Interferometrie

Bereits in älteren Arbeiten wurden die ersten Schritte zur orts- und zeitaufgelösten Diagnostik der freien Elektronendichte unternommen. So wurde bereits in [PBG<sup>+</sup>04] der Aufbau und die Konstruktion eines Nomarski-Interferometers durchgeführt. Passiert der Diagnosestrahl das Target ungestört, so wird ein regelmäßiges Interferenzmuster bestehend aus geraden Streifen erzeugt. Trifft jedoch ein Teil des Strahls auf eine gewisse freie Elektronendichte, so führt dies zu einer Änderung des Brechungsindex in diesem Bereich:

$$N(\vec{x}, t) = \sqrt{1 - \frac{n_e(\vec{x}, t)}{n_{cr}}} \quad (3.1)$$

Passiert der Strahl das Plasma, so sammelt der korrespondierende Teil eine Phasenverschiebung  $\Delta\Phi$  entlang des Weges  $s$  durch das Plasma im Vergleich zu den ungestörten Randbereichen auf:

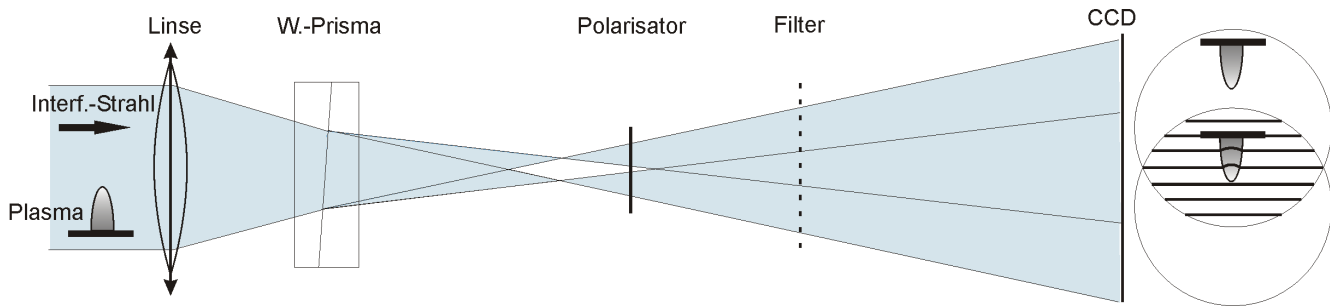
$$\Delta\Phi(x, y, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{x_1}^{x_2} \left[ \sqrt{1 - \frac{n_e(\vec{x}, t)}{n_{cr}(\lambda)}} - 1 \right] ds \quad (3.2)$$

Da es sich bei der Aufnahme um eine zweidimensionale Projektion eines dreidimensionalen Plasmas auf die Kamera handelt, muss zur Invertierung der obigen Beziehung zur Berechnung der Elektronendichte eine Symmetrieannahme erfolgen. Für Zylindersymmetrie sieht die Form der Abelinversion folgendermaßen aus:

$$\frac{n_e(r, z)}{n_{cr}} = 1 - \left[ 1 - \frac{\lambda}{2\pi^2} \int_r^R \frac{\partial(\Delta\Phi(x, y))}{\partial y} \frac{dy}{\sqrt{r^2 - y^2}} \right]^2 \quad (3.3)$$

Hierbei steht  $r$  für den Abstand von der Symmetrieachse und  $R$  für die obere Integrationsgrenze. Die sich ergebenden Phasenverschiebungsänderungen  $\frac{\partial(\Delta\Phi(x, y))}{\partial y}$  werden entlang des Weges aufsummiert.

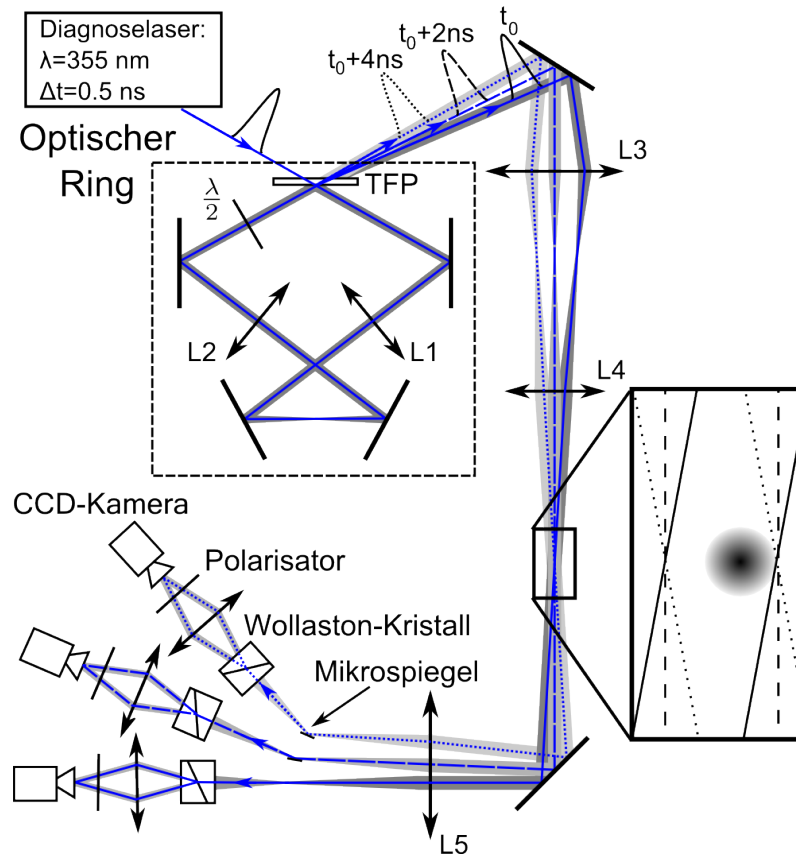
Das Funktionsprinzip des in dieser Arbeit beschriebenen Nomarski-Interferometers ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Es besitzt die folgende Besonderheit: Zur Interferometrie an Medien mit einer Brechungsindexvariation wird für gewöhnlich eine kohärente Lichtquelle in zwei Strahlen aufgespalten, von denen einer das gestörte Medium durchquert, und anschließend mit dem ungestörten Strahl zur Überlagerung gebracht wird. Hier jedoch erfolgt die Aufspaltung des Strahls erst nach Durchquerung des Plasmas. Hierzu muss der Strahl mit Hilfe von Teleskopen so weit vergrößert werden, dass ein genügend großer Anteil nicht das Plasma durchquert. Mit Hilfe eines Wollastonprismas wird dann der Strahl in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Er besteht aus zwei keilförmigen doppelbrechenden Kristallen, die zu einer planparallelen Platte zusammengesetzt sind und deren optische Achsen senkrecht zueinander stehen. Dies führt dazu, dass im ersten Kristall der einfallende Strahl in einen ordentlichen und einen außerordentlichen aufgespalten wird, wohingegen beim Übergang in den zweiten Kristall sich dies genau umkehrt. Der ordentliche Strahl im ersten Kristall wird zum außerordentlichen im zweiten und umgekehrt. Da diese



**Abbildung 3.8:** Konzeptioneller Aufbau des Nomarski-Interferometers ([PBG<sup>+</sup>04])

verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten haben und somit einen unterschiedlichen Brechungsindex im Medium, laufen die Strahlen am schrägen Übergang zwischen diesen beiden Keilen unter einem bestimmten Winkel auseinander. Dieser Winkel wird beim Austritt aus dem Kristall noch einmal vergrößert. Im Anschluss werden die beiden Strahlen auf einen CCD-Chip abgebildet, so dass sich die gestörten und ungestörten Bereiche des Strahls überlagern. Zusätzlich wird zur Optimierung des Kontrastes noch ein Polarisator in den Strahlengang eingebracht und die Kamera mit einem Linienfilter für die Wellenlänge des Diagnoselasers versehen. Aufgrund typischer Schwankungen in der Heizenergie und im Fokusprofil bei Hochenergielasern sowie sich zwangsläufig ergebender Unterschiede bei der Justage des Targets kann nicht sicher davon ausgegangen werden, dass von Laserexperiment zu Laserexperiment die gleichen Plasmabedingungen vorliegen. Demzufolge ist es wünschenswert, mehrere Aufnahmen von einer einzigen Laser-Plasma-Wechselwirkung für die freie Elektronendichte zu erhalten um die Auswirkung eventuell störender Einflüsse besser abschätzen zu können. In [Sch07a] wurde unter anderem der erste Schritt unternommen, das Interferometer für die Aufnahme von mehreren Bildern und Interferenzmustern von nur einer einzigen Laser-Plasma-Wechselwirkung zu erweitern.

Hierzu wurde ein optischer Ring in das System vor der Wechselwirkung des Diagnoselasers mit dem Target eingefügt, der im Wesentlichen aus einer geschlossenen Spiegelstrecke und einem Polarisator am Ende bestand. Aus diesem wurde mit Hilfe einer zusätzlichen  $\lambda/2$ -Platte ein Teil des im Ring befindlichen Laserpulses ausgekoppelt. Im Anschluss wurde der Ring leicht dejustiert, so dass jeder den Ring verlassende Strahl einen leicht verschiedenen Winkel besitzt. Dieses Vorgehen ermöglichte es, die verschiedenen nun zeitlich gemäß der optischen Wegstrecke im Ring verschobenen Strahlen später im Fernfeld mit Hilfe von kleinen Spiegeln zu trennen. Allerdings stellte sich in dieser Anordnung heraus, dass aufgrund des notwendigen Abstandes zwischen optischem Ring außerhalb der Targetkammer und dem zu diagnostizierenden Plasma die einzustellenden Winkel insbesondere bei den großen Heizlaserfoki von 1 mm Durchmesser zu groß waren um mehr als meist zwei Aufnahmen von einer Heizlaser-Plasma-Wechselwirkung aufzunehmen. Deshalb wurde in Zusammenarbeit mit dem Autor der Arbeit [Boe10] ein Neudesign des Systems durchgeführt. Wie schon bereits in [Sch07a] wird der Strahl von Oszillator 2 (siehe Abb.3.7) mit Hilfe zweier BBO-Kristalle durch zunächst Frequenzverdopplung und anschließender Mischung von Fundamentalenergie und zweiter Harmonischer frequenzverdreifacht. Anschließend tritt der Strahl in einen optischen Ring ein. Dieser besteht aus vier Spiegeln und erneut einem Polarisator, mit dessen Hilfe und einer  $\lambda/2$ -Platte Pulszüge ausgekoppelt werden. Zusätzlich allerdings werden zwei Linsen in das System eingebracht, deren Brennweite 30 cm beträgt. Die optische Weglänge des Rings entspricht gerade dem Doppelten der Brennweite. Wie in Abbildung 3.9 zu erkennen ist, bildet der Ring ein afokales System. Das heißt im konkreten Fall, dass die Rückseite des Polarisators durch den Ring auf sich selbst abgebildet wird. Dies ist an der Stelle der entscheidende Punkt. Somit ist es möglich, den Polarisator leicht zu dejustieren, wodurch die einzelnen Pulszüge des Rings einen verschiedenen Winkel zueinander erhalten, jedoch den gleichen Ursprungsort besitzen. Die weitere Abbildung genau diesen Ursprungs mit Hilfe eines sich an den Ring anschließenden Teleskops auf das



**Abbildung 3.9:** Konzeptioneller Aufbau des gesamten Interferometers bestehend aus optischem Ring zur Pulsaufspaltung, Abbildung der Polarisatorrückseite (TFP) mit Hilfe der Linsen L3 und L4 in die Targetkammermitte und anschließender Aufspaltung in die einzelnen Interferometerarme durch Trennung im Fernfeld von Linse L5 mittels Mikrospiegeln.

Target ermöglicht prinzipiell die Erzeugung beliebig vieler Pulse, welche alle das Target am gleichen Ort diagnostizieren können. Die Begrenzung ergibt sich nur durch die freien Aperturen des Rings und der anschließenden Optiken. Außerdem ist die zur Verfügung stehende Menge Licht in einem Oszillatorpuls beschränkt, insbesondere da die mit dieser Methode aus dem Ring ausgekoppelte Menge an Licht von Pulszug zu Pulszug exponentiell sinkt. Der Ort des Targets wird anschließend mit Hilfe zweier Linsen auf die entsprechenden CCD-Chips der Kameras abgebildet. Im Fernfeld der ersten Linse werden die einzelnen Strahlen mit Hilfe einer Anordnung kleiner Spiegel getrennt und in die verschiedenen Arme des Interferometers gelenkt. Jeder Arm entspricht dabei einem vollständigen Nomarski-Interferometer wie in Abb. 3.8 beschrieben. Dieses System stand erstmalig für das in Abschnitt 4.3 besprochene Experiment zur Verfügung. Es lassen sich somit vier Aufnahmen von einer Laser-Plasma-Wechselwirkung mit einem zeitlichen Abstand von 2 ns zwischen den einzelnen Pulsen realisieren. Bei den vorigen Experimenten wurde der Aufbau aus [Sch07a] verwendet.

Wie in [Boe10] quantitativ gezeigt, ist die maximal messbare Dichte des Plasmas nicht primär durch die kritische Dichte des Diagnoselasers gegeben, sondern durch die von den Brechungsindexgradienten des Plasmas hervorgerufene Ablenkung des Strahls aus der freien Apertur des Systems. Die im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Elektronendichten haben somit nicht einen Maximalwert von  $8,8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  sondern sind um etwa 1,5-2 Größenordnungen kleiner.

Dieses System liefert mit hoher Präzision die zeitliche Entwicklung der freien Elektronendichte in der Plasmakorona. Aus der mit dem System zu vier Zeitpunkten mit einem Abstand von 2 ns bestimmten

---

zweidimensionalen Ausdehnung des Plasmas lassen sich neben der direkt gemessenen freien Elektronendichte auch Rückschlüsse auf die Temperatur des Plasmas unter Zuhilfenahme von Hydrodynamiksimulationen ziehen. Dies ist zur Interpretation der gemessenen Energieverlust- und Umladungsdaten von großer Bedeutung.

---

## 4 Experimente

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente und deren Ergebnisse vorgestellt. Begonnen wird zunächst mit einem kurzen Rückblick auf [Fra08], bei denen dünne Kohlenstofffolien nur mit Hilfe des nhelix-Lasersystems bestrahlt wurden. Die dort gewonnenen Ergebnisse werden insbesondere unter dem Gesichtspunkt der zugrunde liegenden Laser-Plasma-Wechselwirkung diskutiert. Als Konsequenz daraus wird eine Abänderung des Experimentaufbaus hin zur gleichzeitigen Bestrahlung des Targets von beiden Seiten mit je einem der zur Verfügung stehenden Heizlaser erfolgen. Diese Daten werden zunächst für die Bestrahlung mit den Fundamentalwellenlängen und anschließend mit der zweiten Harmonischen präsentiert und die Unterschiede erläutert. Diese Reihenfolge wird dabei nicht aus chronologischen Gründen gewählt, sondern weil mit der Fortführung der Experimente ein gewisser Lernprozess verbunden ist, aus dem die Form des zuletzt durchgeführten Experiments in Abschnitt 4.3 resultiert. Ein detaillierter Vergleich mit der Theorie erfolgt in den Kapiteln 5 und 6.

---

### 4.1 Vermessung des Energieverlustes bei einseitiger Bestrahlung des Targets

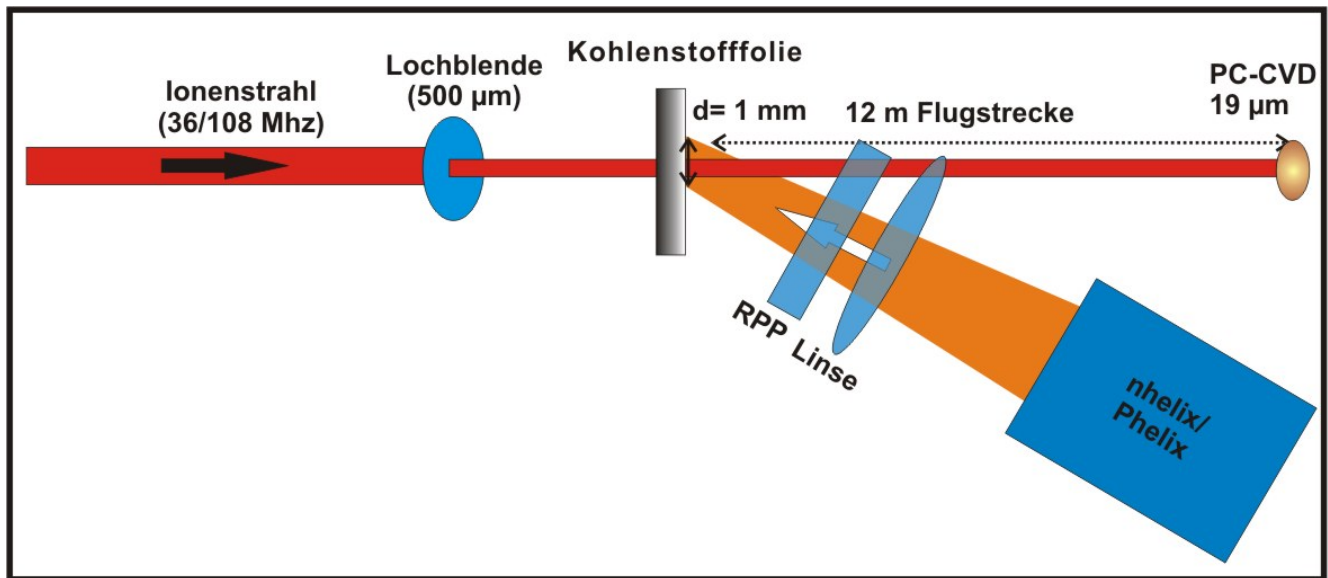
---

Der Aufbau der Experimente zum Energieverlust von schweren Ionen in lasererzeugten Plasmen bei einer einseitigen Bestrahlung des Targets mit einem der beiden Lasersysteme Phelix oder nhelix ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Der jeweilige Heizlaser wird mit Hilfe einer Linse auf das Target fokussiert, im Fall von Phelix mit einer Brennweite von etwa  $f = 4$  m, im Fall von nhelix von  $f = 30$  cm. Der Fokusedurchmesser beträgt jeweils 1 mm. Zusätzlich wird eine Phasenplatte, eine sogenannte „Random Phase Plate“ (RPP - [Bur70]) verwendet. Hierbei handelt es sich um eine zweidimensionale Anordnung von kleinen Zonen, die den jeweiligen Teilen des Laserstrahls eine zufällige Phasenverschiebung zwischen 0 und  $\pi$  rad aufprägen. Das auf diese Weise im Fernfeld der Linse erzeugte Interferenzmuster erweist sich über die Fläche des großen Fokus als reproduzierbarer und homogener in der Intensitätsverteilung und ist somit zunächst besser zur gleichförmigen Bestrahlung des Targets geeignet. Diesem Punkt wird im weiteren Verlauf des Kapitels besondere Beachtung geschenkt werden. Zur Detektion der ankommenden Ionenpulse wurde der in Abschnitt 3.3.2 beschriebene, 19  $\mu$ m dicke, auf polykristallinem Diamant basierende Detektor verwendet. Die Auswertung der Daten wurde wie folgt durchgeführt: Mit Hilfe einer im Rahmen dieser Arbeit und in [Fra08] entwickelten Matlabroutine werden zunächst die einzelnen Mikropulse aus den Oszilloskopdaten identifiziert. An jeden Mikropuls wird anschließend die Faltung von Detektorantwort und Form des Mikropulses angepasst. Dabei wird die Antwortfunktion des Detektors vereinfacht durch einen instantanten Anstieg und einen anschließenden exponentiellen Abfall mit einer der kapazitiven Entladung des Detektors entsprechenden Zeitkonstanten modelliert. Der Ionenstrahl wird durch einen gaußförmigen Verlauf approximiert. Zusätzlich wird der Funktion eine Konstante sowie ein linearer Term hinzugefügt, um etwaige kleine Abweichungen von der angenommenen Form des Signals beheben zu können. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn die Grundlinie des Signals nicht immer exakt 0V entspricht. Weiterhin treten bei Signalen, die außerhalb der Bandbreite des Verstärkers liegen, ebenfalls Schwankungen über größere Zeiten auf. Diese können damit korrigiert bzw. von der eigentlichen Signalform abgezogen werden. Die angepasste Form lautet somit:

$$\text{Signal}(t) = a_0 + a_1 \cdot t + a_2 \cdot \left( \exp \frac{(t - \mu)^2}{\sigma^2} \otimes \exp \frac{-t}{\tau} \right) \quad (4.1)$$

Die anzupassenden Parameter sind die mit  $a_i$  bezeichneten Variablen sowie die Position  $\mu$  und Breite des Ionenpulses  $\sigma$ . Das Symbol  $\otimes$  symbolisiert die Faltung der beiden Funktionen. Die Anpassung dieser



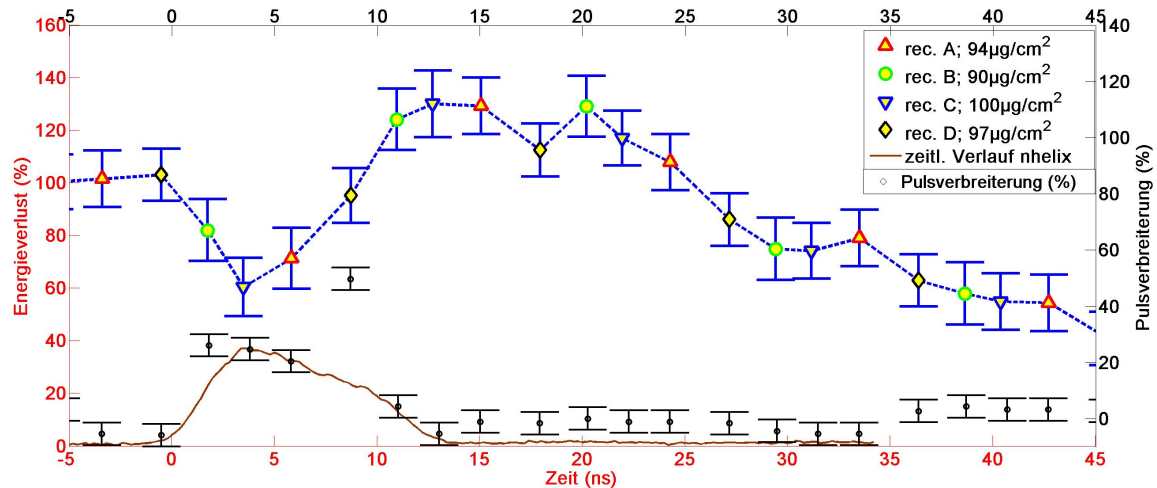


**Abbildung 4.1:** Experimenteller Aufbau des reinen Energieverlustexperiments mit entweder nhelix oder Phelix als Heizlaser.

Funktion an die gemessenen Signale kommt über die direkte Kenntnis der angepassten Parameter damit einer Entfaltung gleich. Mit Hilfe einer weiteren Vermessung des Ionenstrahls ohne Target werden die so gewonnenen Zeitpunkte, die einem Energieverlust von 0 MeV beziehungsweise Prozent entsprechen, in Bezug zu den 108/36 MHz der Pulszentrale gesetzt. Diese Verknüpfung erlaubt nun die Bestimmung der absoluten Flugzeitdifferenz verursacht durch das Target in einem beliebigen Zustand. Diese Vorgehensweise ist notwendig, da auch für größere Zeiten im Mikrosekundenbereich der Energieverlust nicht den Wert von exakt Null erreicht, beziehungsweise diesen Wert beibehält, da sich auch zu späteren Zeiten Restgas von verschiedenen Ursprüngen auf der Bahn des Ionenstrahls befindet. Hierbei handelt es sich um Restgas aus den Randbereichen des Targets außerhalb des Laserfokus und dem daran anschließenden Kleber, der die Kohlenstofffolie auf dem Targethalter befestigt.

Zwei typische Ergebnisse aus den Experimenten mit diesem Aufbau sind in den Abbildungen 4.2 und 4.3 dargestellt. Der erste Graph entspricht der Überlagerung von vier Messungen mit verschiedenem Abstand zwischen Laser- und Ionenpuls. Die Energie des nhelix-Lasersystems entsprach dabei 50 J bei einer Pulslänge von 10 ns Halbwertsbreite. Als Ionenstrahl wurde  $^{36}\text{Ar}$  bei 4 MeV/u und einem Eingangsladungszustand von 16+ gewählt. Die Dicke der Kohlenstofffolien betrug  $0,5\text{ }\mu\text{m}$ , was einer Flächenbelegung von  $100\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  entspricht. Diese Messung wurde bereits in [Fra08] durchgeführt. Aufgetragen ist hier der Energieverlust des Ionenstrahls in Prozent auf der Y-Achse über der Zeit. 100% entsprechen dabei dem gemessenen Wert des Energieverlustes der kalten Folie zu Beginn, der Nullpunkt der Zeitachse wird zu 20% der Anstiegsflanke des Lasers gewählt, dessen zeitlicher Intensitätsverlauf ebenfalls dargestellt ist. Beobachtet wird das folgende Verhalten: In der kalten Folie ist der gemessene Energieverlust wie zu erwarten konstant. Es wird nur ein geringer Teil der gesamten Strahlenergie in der Folie deponiert (in diesem Fall 1,4%). Mit Beginn des Laserpulses wird jedoch nicht wie erwartet ein allmählicher Anstieg des Energieverlustes aufgrund der effektiveren Anregung von Plasmonen und einer eventuellen Erhöhung des Ladungszustandes, wie in Abschnitt 2.2 dargestellt, gemessen, sondern ein sofortiger, deutlicher Einbruch um bis zu 40% in dieser Messung. Nach ca. 4-5 ns beginnt der Energieverlust erneut anzusteigen und erreicht nach Ende des Laserpulses Werte, die im Vergleich zum Festkörperwert um 30% erhöht sind. Nicht berücksichtigt an dieser Stelle sind Beiträge zu diesem Wert wie insbesondere die Änderung der Flächenbelegung des Targets mit der Zeit. Diese beginnt gemäß 2D-Hydrodynamiksimulationen ab 10 ns sich merklich auszuwirken. Der Einfluss des Plasmas auf den



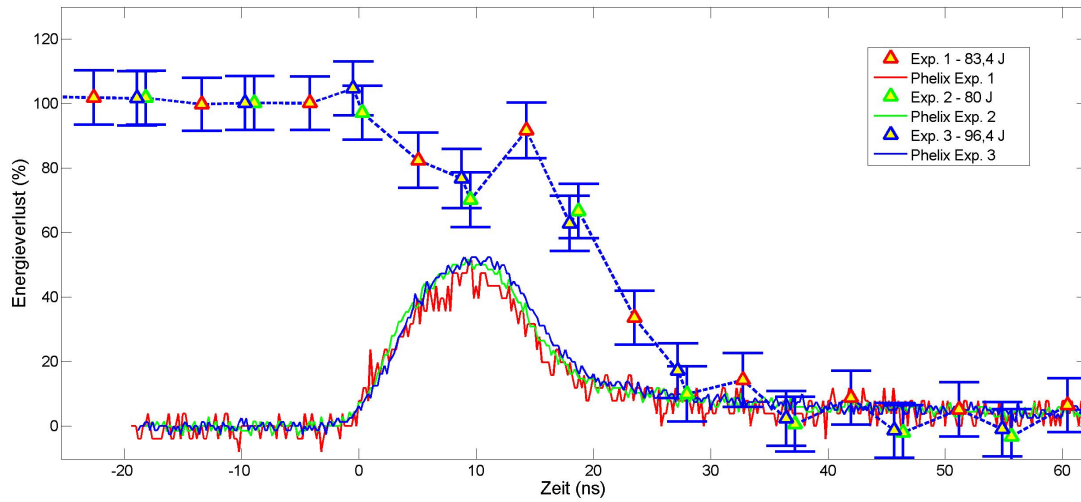


**Abbildung 4.2:** Energieverlust in einer etwa  $0,5 \mu\text{m}$  dicken Kohlenstoffolie bei einseitiger Bestrahlung mit dem nhelix-Lasersystem bei Energien von  $50 \text{ J}$ . Zusätzlich ist der aus den vier dargestellten Experimenten gemittelte zeitliche Verlauf des nhelix sowie die gemessene Verbreiterung der Mikropulse in Relation zum Wert des Festkörpers dargestellt.

differentiellen Energieverlust ist folglich größer als  $30\%$ . Der Verlauf der Werte ab  $10 \text{ ns}$  liegt deshalb im Bereich des Erwarteten und gut Erklärbaren. Auch der Abfall des Energieverlustes zu Zeiten größer als  $20 \text{ ns}$  kann durch die dreidimensionale Expansion des Plasmas erklärt werden. Der Einbruch des Energieverlustes zu frühen Zeiten bedarf jedoch einer Erklärung, um Auswirkungen dieses Effekts auf die gemessenen Daten zu Zeiten größer als  $10 \text{ ns}$  auszuschließen. In [Fra08] konnte hierzu keine zufriedenstellende Lösung für das aufgetretene Verhalten gefunden werden. Im obigen Bild ist gleichzeitig die zeitliche Verbreiterung der Ionenpulse im Vergleich zum Wert der Pulsbreite nach dem Passieren der kalten Folie aufgetragen. Wie zu erkennen, ist eine deutliche Verbreiterung der Signale während der ersten Nanosekunden zu beobachten, die nach  $10\text{--}12 \text{ ns}$  wieder verschwindet. Ein sehr ähnliches Bild ergibt sich aus dem ersten Experiment, das zu Beginn dieser Arbeit mit dem Phelix-Lasersystem durchgeführt wurde. Die resultierenden Ergebnisse sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Der Aufbau in diesem Fall war analog wie in Abbildung 4.1 beschrieben. Es wurde zudem das gleiche Projektil verwendet wie im Experiment zuvor, jedoch war die Laserenergie mit etwa  $80\text{--}90 \text{ J}$  höher. Es ergibt sich ein ähnliches Bild wie im Fall der Heizung mit nhelix. Allerdings werden nur noch geringere Werte beim erneuten Anstieg des Energieverlustes im Anschluss an den Einbruch erreicht. Dieses Verhalten zeigt, dass eine Erhöhung der Laserenergie nicht direkt zu einer größeren Durchheizung des Targets und damit zu einer Vergrößerung der Plasmaeffekte auf den Energieverlust führt. Offenbar gibt es einen zweiten Effekt, der diese Abhängigkeit verhindert. Dieses Ergebnis bedarf einer Erklärung, die im folgenden Abschnitt erfolgen soll.

#### 4.1.1 Untersuchung der Verringerung des Energieverlustes mit Hilfe von Hydrodynamiksimulationen

Im Folgenden wird der Ansatz zur Erklärung der Abnahme des Energieverlustes zu Beginn des Laserpulses wie in Abbildung 4.2 und 4.3 erläutert. Der Laserpuls trifft mit einem Durchmesser von  $1 \text{ mm}$  auf eine im Vergleich dazu sehr dünne Folie mit einer Dicke in der Größenordnung von  $1 \mu\text{m}$ . Das Verhältnis zwischen Fokusbereich und Targetdicke beträgt etwa  $1000:1$ . Wie in Abbildung 4.4 dargestellt, verteilen die verwendeten Phasenplatten, unabhängig ob nhelix oder Phelix, die Intensität im Fokus durchaus makroskopisch gleichmäßig. Allerdings ergibt sich eine mikroskopische Struktur der Intensitätsfluktuationen, die mit den Raumfrequenzen in der Fourierebene der Phasenplatte skaliert

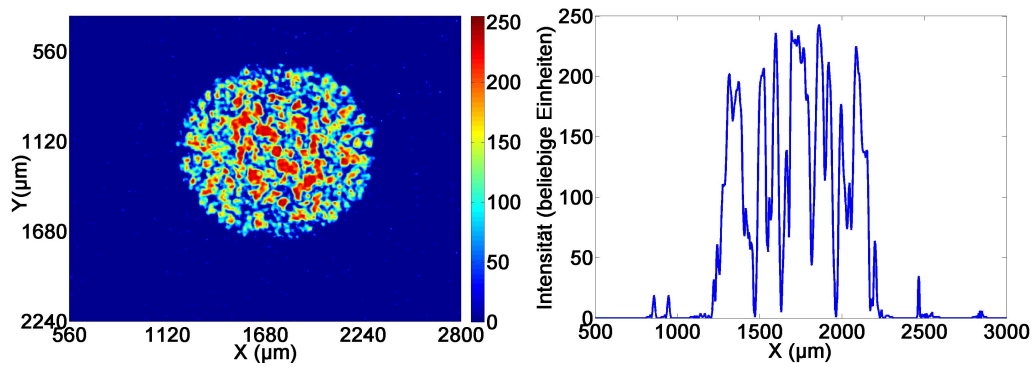


**Abbildung 4.3:** Energieverlust in einer etwa  $0,5 \mu\text{m}$  dicken Kohlenstoffolie bei einseitiger Bestrahlung mit dem Phelix-Lasersystem bei Energien von 80-90 J. Zusätzlich ist der zeitliche Verlauf des Lasers bei den jeweiligen Experimenten dargestellt.

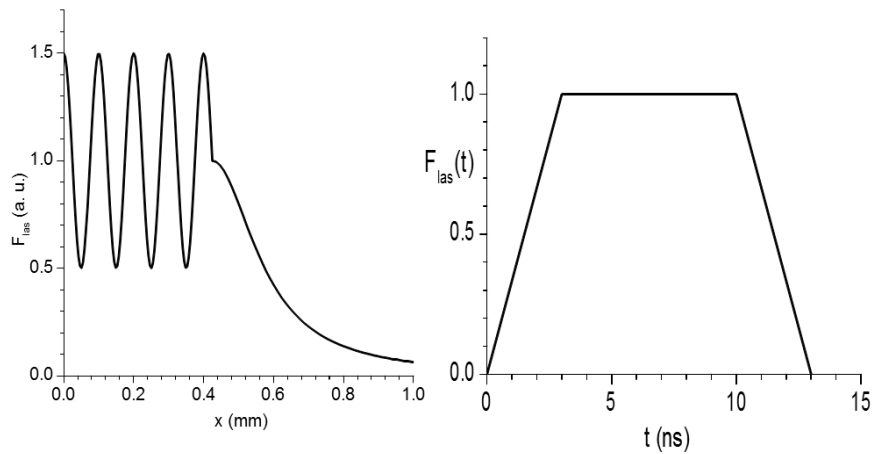
$\lambda_{raum} = 1/(\lambda_{Las} D)$ .  $D$  ist dabei der Abstand zwischen Phasenplatte und Bildebene. Im Experiment wurde dabei im Fall von nhelix ein mittlerer Abstand zwischen Intensitätsmaxima und -minima von  $50 \mu\text{m}$  vermessen.

Der Erklärungsansatz ist der folgende: Trifft dieser inhomogene Laserfokus auf eine dünne Kohlenstoffolie, so zündet er beim Auftreffen auf die Folie ein Plasma, das in den Bereichen höherer Intensität stärker geheizt wird und somit schneller höhere Temperaturen erreicht. Aufgrund des größeren Ablationsdrucks werden diese Bereiche stärker in Ausbreitungsrichtung des Lasers geschoben als die Materie, die sich in Bereichen niedrigerer Intensität befindet. In den Bereichen höherer Temperatur herrscht ein größerer Druck, was eine Ausdehnung der Materie in alle Richtungen bewirkt und somit die benachbarten kalten Bereiche komprimiert. Das bedeutet, dass ein Großteil der Fläche des Targets nun für den ankommenden Ionenstrahl eine geringere Flächenbelegung aufweist. Somit würde der gemessene Energieverlust bei einem gleichzeitigen Verlust der Teilchen, die die schmalen dichten Bereiche hoher Flächenbelegung durchqueren, sinken. Dieser Ansatz jedoch bedurfte einer genaueren Untersuchung. Diese wurde von den Kollaborationspartnern und Entwicklern<sup>1</sup> des Codes RALEF-2D („Radiation Arbitrary Lagrangian-Eulerian Fluid dynamics“) [T<sup>+</sup>11] durchgeführt. Hierbei handelt es sich um einen zweidimensionalen Hydrodynamikcode, basierend auf dem CAVEAT-code [FC], der unter anderem um die Lösung von Gleichung 2.10 in Abschnitt 2.1 gemäß [BMT09] zur Beschreibung des Strahlungstransports im Target erweitert wurde. Die Simulation eines wie in Abbildung 4.4 dargestellten kompletten Fokusprofils ist jedoch in zweidimensionaler Geometrie weder möglich noch angestrebt. Stattdessen werden die Ergebnisse einer systematischen Untersuchung des Verhaltens von dünnen Kohlenstofffolien bei Bestrahlung mit einem inhomogenen Laserfokus vorgestellt. Die Laserparameter in den Rechnungen entsprechen dem Fall des oben vorgestellten Experiments mit dem nhelix-Lasersystem. Hierzu wurde der Laserfokus vereinfacht, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, im zeitlichen Verlauf durch einen Trapezpuls mit einem 7 ns dauernden Teil konstanter Intensität mit je 3 ns Anstiegs- und Abfallflanken modelliert. Das Fokusprofil wurde durch einen kosinusförmigen Verlauf mit der charakteristischen Wellenlänge von  $\lambda_{fok} = 100 \mu\text{m}$  und einem ebenfalls aus den Fokussmessungen gewonnenen mittleren Wert der Schwankungen um einen Faktor drei modelliert. Dabei handelt es sich um einen durchschnittlichen Wert, das heißt die Schwankungen im Experiment können lokal etwas größer oder etwas kleiner sein. Die Rechnungen erfolgen in

<sup>1</sup> Mikhail Basko (ITER, Moskau) und Anna Tauschwitz (Universität Frankfurt)

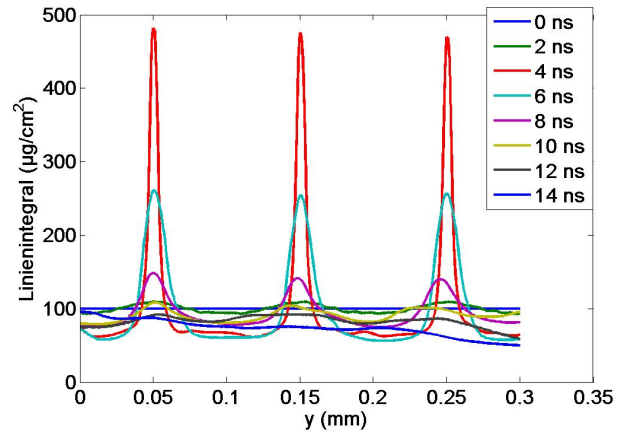
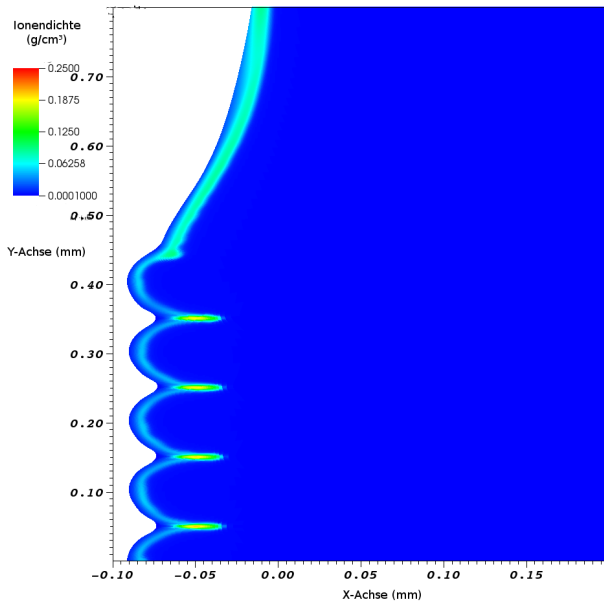


**Abbildung 4.4:** Fokusprofil von nhelix (links) bei der Verwendung einer Phasenplatte bei der Grundwellenlänge des Systems. Weiterhin ist ein typischer Querschnitt über eine Zeile dargestellt um die Schwankungen der Intensität in Ort und Amplitude aufzuzeigen (links).



**Abbildung 4.5:** Modellierung des Fokusprofils von nhelix in den Hydrodynamiksimulationen durch eine kosinusförmige Intensitätsverteilung in relativen Einheiten (links). Der zeitliche Verlauf wird durch einen Trapezpuls modelliert (rechts).

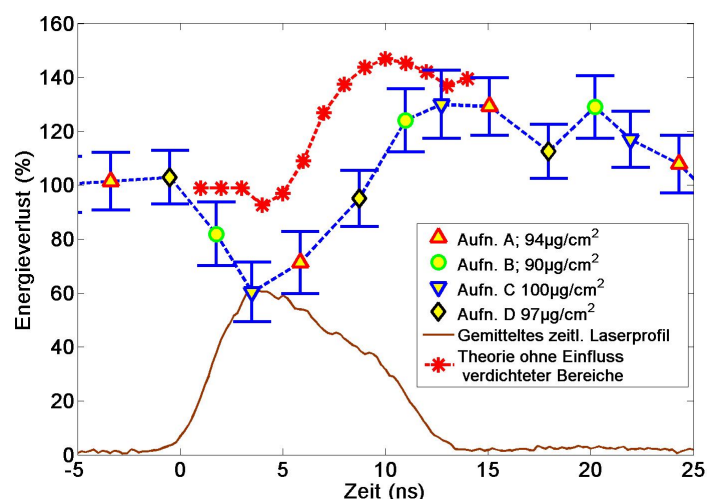
Zylindersymmetrie, das Fokusprofil in der Simulation ist somit keine zufällige Verteilung von Intensitäten wie im Experiment, sondern effektiv ein Ringmuster. In Abbildung 4.6 (links) ist die Ionendichte des Plasmas zur Zeit von 4 ns nach Beginn des Heizpulses dargestellt. Man erkennt, dass sich in der Tat breite Bereiche niedrigerer Dichte ausgebildet haben. Diese besitzen eine etwas höhere Temperatur von etwa 15 eV. Gleichzeitig sind an den Stellen der Intensitätsminima dünne Streifen mit kalter Materie von nur etwa 5 eV Temperatur geformt worden. In Abbildung 4.6 (rechts) ist der Verlauf der Liniendichte  $L = \int \rho dx$  entlang der X-Achse aus Abbildung 4.6 (links) dargestellt. Dies entspricht der lokalen Flächenbelegung für ein Ion, das das Target genau bei dieser Y-Koordinate durchquert. Wie aus der Darstellung zu ersehen, ist der auftretende Effekt sehr groß. Die sich gemäß der Simulation ergebenden Variationen in der lokalen Flächenbelegung des Targets erreichen einen maximalen Unterschied von einem Faktor 8 nach ca. 4 ns, mit Minimalwerten von ca.  $60 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^3}$  und maximalen Werten von fast  $500 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^3}$  (rote Kurve). Die Ursache des Einbruchs wäre demzufolge im inhomogenen Laserfokusprofil zu finden. Bereits in [Fra08] wurde gezeigt, dass mit steigender Targetdicke die Verringerung des Energieverlustes stärker ausfällt und insbesondere keine Überhöhung im Vergleich zum Festkörper mehr erreicht wird. Auch dieses Verhalten passt zu dem dargestellten Effekt, da bei dickeren Folien mehr ungeheizte Materie zur Bildung der kalten, dichten Bereiche zur Verfügung steht und die Heizung nicht mehr ausreicht,



**Abbildung 4.6:** In der linken Abbildung ist die Ionendichte zur Zeit der maximalen Konzentration von Materie in den schmalen, dichten Bereichen dargestellt. Die zeitliche Entwicklung der Li-niendichteprofile ist rechts zu erkennen.

um das Plasma im Anschluss hinreichend zu homogenisieren. Prinzipiell würde von den auftretenden Unterschieden in der Flächenbelegung des Targets der Mittelwert des Energieverlustes allerdings unberührt bleiben. Dies ist allerdings nur unter der Voraussetzung wahr, dass alle einzelnen Ionen den Detektor mit gleicher Wahrscheinlichkeit erreichen. Im Experiment ist allerdings zum einen die Anzahl der Teilchen pro Mikropuls begrenzt. Das bedeutet, dass sich das gemessene Signal zum Großteil aus den Ionen, die die großen, ausgedehnten Bereiche geringer Flächenbelegung durchquert haben, zusammensetzt. Zum anderen wird der Ionenstrahl noch über eine Strecke von ca. 12m mit Hilfe zweier Quadrupole und eines Steerers weitertransportiert. Dabei handelt es sich um ionenoptische Elemente, die bei etwas größeren Energieunterschieden durchaus einen Chromatismus aufweisen. Somit ist die Detektionswahrscheinlichkeit der ohnehin mit geringerer Anzahl auftretenden durch eine lokal höhere Flächenbelegung stark gebremsten Ionen geringer. Dies führt letztlich zu einer zeitlichen Verschiebung des gesamten Mikropulssignals am Detektor und würde den Einbruch erklären. Wie aber ebenfalls in der genannten Abbildung zu erkennen, führt das weitere Heizen des Targets bei der Dicke von  $0,5\text{ }\mu\text{m}$  zu einer erneuten Homogenisierung des Targets, so dass die gezeigten Inhomogenitäten nach rund 10-12 ns weitestgehend verschwunden sind und somit eine zuverlässige Messung erlauben.

Unter der Annahme, dass im Wesentlichen die Ionen, die die großen ausgedehnten Bereiche des Plasmas geringerer Flächenbelegung durchqueren, das Messsignal bilden, lässt sich der Verlauf des Energieverlustes im Experiment qualitativ reproduzieren. Hierbei wurde als Vorgriff das in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellte theoretische Modell angewendet. Dies ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Zwar ist der Einbruch nicht so groß wie im Experiment, jedoch wurde die Hydrodynamiksimulation nur zum Aufzeigen von Systematiken durchgeführt und nicht, um das Experiment exakt abzubilden. Nach der erneuten Homogenisierung des Plasmas ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie sehr gut. Wie die Rechnungen zeigen, ist zur Vermeidung, oder auch nur zur Verringerung, des Auftretens dieser störenden Inhomogenitäten zu Beginn eine möglichst schnelle Heizung des gesamten Plasmas auf eine gewisse Temperatur notwendig. Dies kann jedoch, wie beispielsweise in Abbildung 4.3 zu sehen, nicht durch eine einfache Erhöhung der Heizenergie geschehen. Unabhängig von der einfallenden Laserenergie (im Bereich der für das Experiment sinnvollen Parameter) ist bei einer Wellenlänge von  $\lambda_{Las} = 1,064/1,053\text{ }\mu\text{m}$



**Abbildung 4.7:** Zeitlicher Verlauf des Energieverlustes gemäß Theorie im Vergleich zum Experiment. Bei der Berechnung der Theorie wurden nur die weit ausgedehnten heißeren Bereiche als Beiträge zum Energieverlust berücksichtigt (siehe Text).

der dominierende Wärmetransportmechanismus die Wärmeleitung. Diese ist allerdings relativ langsam, so dass sich die Inhomogenitäten bei Erhöhung der Energie ebenfalls ausbilden. Weiterhin führt die Erhöhung der Heizenergie zu einem Anstieg der Plasmatemperatur und somit zu einer schnelleren und frühzeitigeren dreidimensionalen Expansion des Plasmas, so dass die gesamte Flächenbelegung des Targets sich auf zu kurzen Zeitskalen ändert. Hierbei ist weiter zu berücksichtigen, dass die Messung mit dem Ionenstrahl immer über einen Zeitraum von üblicherweise 2-3 ns Pulslänge mittelt. Das heißt eine zu hohe Laserenergie würde auch aus diesem Grund die Messbarkeit des Energieverlustes einschränken. In Abbildung 4.3 ist zu erkennen, dass der Energieverlust nur noch einen geringeren Anstieg aufweist als in dem Experiment mit etwas geringeren Energien mit nhelix, so dass die auftretenden Plasmaeffekte auf den Energieverlust selbst immer schwieriger zu interpretieren sind. Die Messung ist somit für eine lange Zeit von der Hydrodynamik und weniger von der Änderung der Atomphysik der Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung geprägt. Die Verwendung noch dünnerer Folien ist schwierig, da dadurch die zeitliche Auflösung des Messaufbaus zu gering wird. Zudem ist eine Verlängerung der Flugstrecke am Messplatz Z6 ohne äußerst massiven konstruktiven Aufwand nicht möglich. Die verwendete Foliendicke in den Experimenten stellt einen Kompromiss aus möglichst vollständiger Heizbarkeit des Targets und genügend großem Energieverlust des Ionenstrahls (etwa 1 % der ursprünglichen Energie) dar, so dass Änderungen detektiert werden können. Dies ist auch ein Grund dafür, dass mittelschwere Ionen im Bereich rund um Argon in dieser Arbeit verwendet werden, da für diese der Energieverlust im Target groß genug für eine genügend präzise Messung ist. Des Weiteren ist eine theoretische Annäherung an die Beschreibung aufgrund der geringen Anzahl an gebundenen Projektilelektronen durch eine Erweiterung der Umladungsmodelle aus der Wechselwirkung mit kalter Materie möglich, da nicht zu viele Teilchen an den Stößen beteiligt sind. Ein erster Schritt zur Verbesserung des Experiments besteht nun darin, nicht mehr nur eines der beiden Lasersysteme zu verwenden, sondern beide gleichzeitig von entgegengesetzten Seiten. Dies hat den Vorteil, dass mit jedem Lasersystem nur noch etwa die Hälfte der Targetmasse ausgehend von der kritischen Dichte geheizt werden muss. Dieses Experiment wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

## 4.2 Energieverlust bei beidseitiger Bestrahlung des Targets mit der Grundwellenlänge

Der erste Schritt zu einer effektiveren Heizung des Targets wird im Folgenden vorgestellt. Im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt wird eine dünne Kohlenstofffolie von 0,5 µm Dicke nun von beiden Seiten zur



---

gleichen Zeit mit Phelix und nhelix bestrahlt. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt mit nhelix aus Ionenstrahlrichtung auf das Target einfallend und Phelix von der anderen Seite.

---

#### 4.2.1 Energieverlust von Schwefel

---

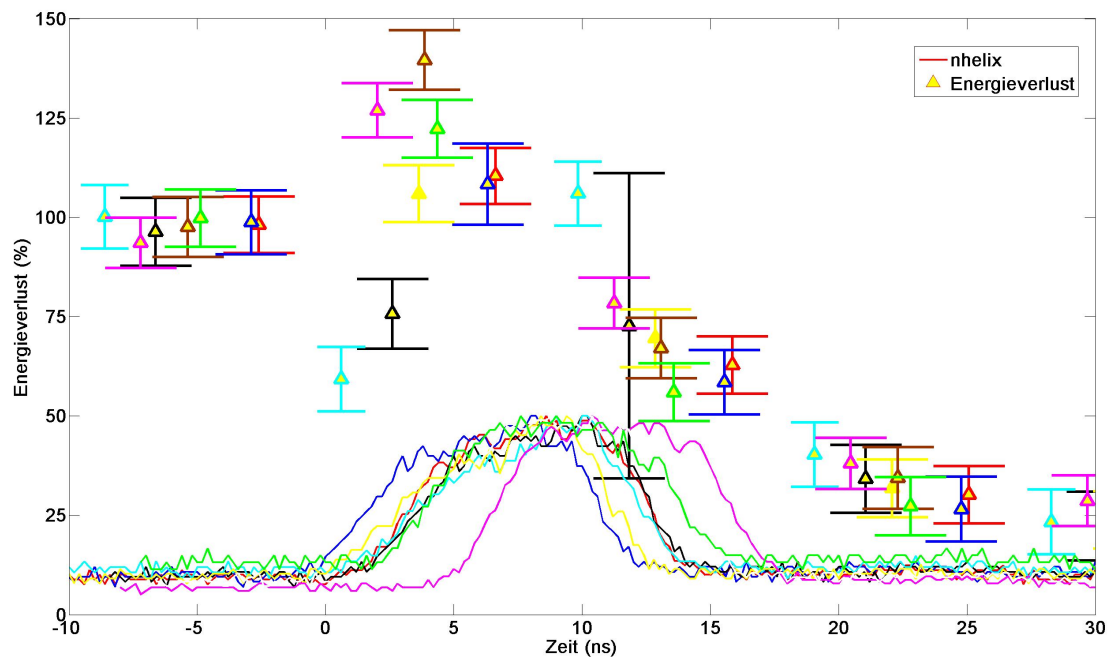
In einem ersten Experiment in dieser durch den Anschluss von Phelix möglich gewordenen Geometrie wurden Schwefelionen mit einer Energie von 3,6 MeV/u und einem Eingangsladungszustand von 14+ verwendet. Die Energie der Laserpulse wurde zu je 25 J gewählt, bei einer Verkürzung der Laserpulsdauer im Vergleich zur einseitigen Bestrahlung von 10 auf 7 ns, was einer Intensität am Target von  $3,6 \cdot 10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$  entspricht. Diese Werte wurden aus einer Abschätzung mit Hilfe von Simulationsrechnungen, die mit der Helios-Suite<sup>2</sup> durchgeführt wurden, gewonnen. Mit Hilfe von Helios ist es allerdings nicht möglich mehrere Laserpulse zu simulieren, oder wie es sich im konkreten Fall unmittelbar anbieten würde, eine Symmetrieachse in der Mitte des Targets einzuführen. Dementsprechend wurde dieser Wert durch Simulation einer einseitigen Bestrahlung einer Kohlenstoffolie der halben Dicke gewonnen. Dies entspricht jedoch nicht der Realität. Die notwendige theoretische Unterstützung zur Durchführung von 2D-Hydrodynamiksimulation kam erst später für das im nächsten Abschnitt beschriebene Experiment hinzu. Als Ionendetektor wurde wie zuvor polykristalliner Diamant von 19 µm Dicke verwendet.

Die Ergebnisse der Experimente dieser Kampagne sind in Abbildung 4.8 zusammengefasst. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf des Energieverlustes, der erneut in Prozent angegeben ist. 100 % entsprechen wie oben dem Wert des Energieverlustes in kalter Materie. Überlagert sind hier die Ergebnisse von acht Messungen. Die jeweils zueinander gehörigen Daten haben die gleiche Farbe. Die Bestimmung des Schwerpunkts der Signale erfolgt mit der gleichen Auswerteroutine und Methode wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben. Weiterhin ist der zeitliche Verlauf des Heizpulses des nhelix-Lasers dargestellt. Ein großes Problem bei der Interpretation dieser Daten liegt darin begründet, dass es im Rahmen dieses Experiments aufgrund von Umbaumaßnahmen leider nicht möglich war, den zeitlichen Verlauf des Phelixlasers aufzunehmen. Bei der Synchronisation der beiden Heizlaser untereinander, die im Rahmen dieses Experiments zum ersten Mal in dieser Form durchgeführt wurde, traten recht große zeitliche Schwankungen zwischen den Heizpulsen auf. Diese konnten jedoch während des Experiments nicht festgestellt werden, da die direkte Möglichkeit der Kontrolle mittels Diodenmessungen nicht gegeben war. Der Ankunftszeit des ersten Lasers, die in der besagten Abbildung den zeitlichen Nullpunkt definiert, wurde mit Hilfe der Phasensondensignale unmittelbar vor der Targetkammer definiert. Die Plasmazündung ist auf diesen sichtbar, da eine direkte Sichtlinie zum Target besteht. Zeitlich kalibriert wurde diese Information mit Experimenten in dieser Kampagne, bei der ausschließlich das nhelix-System zum Heizen verwendet wurde. Wie in der genannten Abbildung zu erkennen, ist die zeitliche Fluktuation des nhelix-Lasers zum Zeitpunkt der Plasmazündung in dieser Kampagne zumindest teilweise intolerabel groß. Des Weiteren lässt sich mit dieser Methode, wenn nhelix passend zur Zeit 0 ns den Ort des Targets erreicht nicht der Zeitpunkt des Heizbeginns mit Phelix identifizieren. Auch aus den weiteren Plasmadiagnostiken Interferometrie und Visible Streak lässt sich diese Information nicht hinreichend präzise bestimmen.

Trotz der erläuterten Problematik lassen sich aus diesem Experiment Erkenntnisse gewinnen. Nach dem konstanten Teil des Energieverlustes zu Beginn erscheint zunächst wie im Fall der einseitigen Bestrahlung eine kurzzeitige Verringerung des Energieverlustes, um dann zu bereits sehr viel früheren Zeiten deutlich erhöhte Ergebnisse gegenüber dem ursprünglichen Wert des Festkörpers aufzuweisen. Allerdings beginnt der Energieverlust bereits nach rund 10 ns zu sinken. Dieses Verhalten ist in Einklang mit der Erwartung, das Target insgesamt auf höhere Temperaturen und Ionisationsgrade zu heizen als im Fall der einseitigen Bestrahlung. Weiterhin ist die Streuung der gemessenen Werte untereinander groß. In Anbetracht der zeitlichen Synchronisationsproblematik sind allerdings etwas größere Schwankungen der Messungen

---

<sup>2</sup> PRISM Software Tools, <http://www.prism-cs.com/Software/Helios/Helios.htm>



**Abbildung 4.8:** Energieverlust von  $^{34}\text{S}$  bei 3.6 MeV/u in einer etwa 0,5 µm dicken Kohlenstoffolie bei beidseitiger Bestrahlung mit Phelix und nhelix bei Energien von rund 25 J pro Strahl. Zusätzlich ist der zeitliche Verlauf des nhelix-Lasers bei den jeweiligen Experimenten dargestellt.

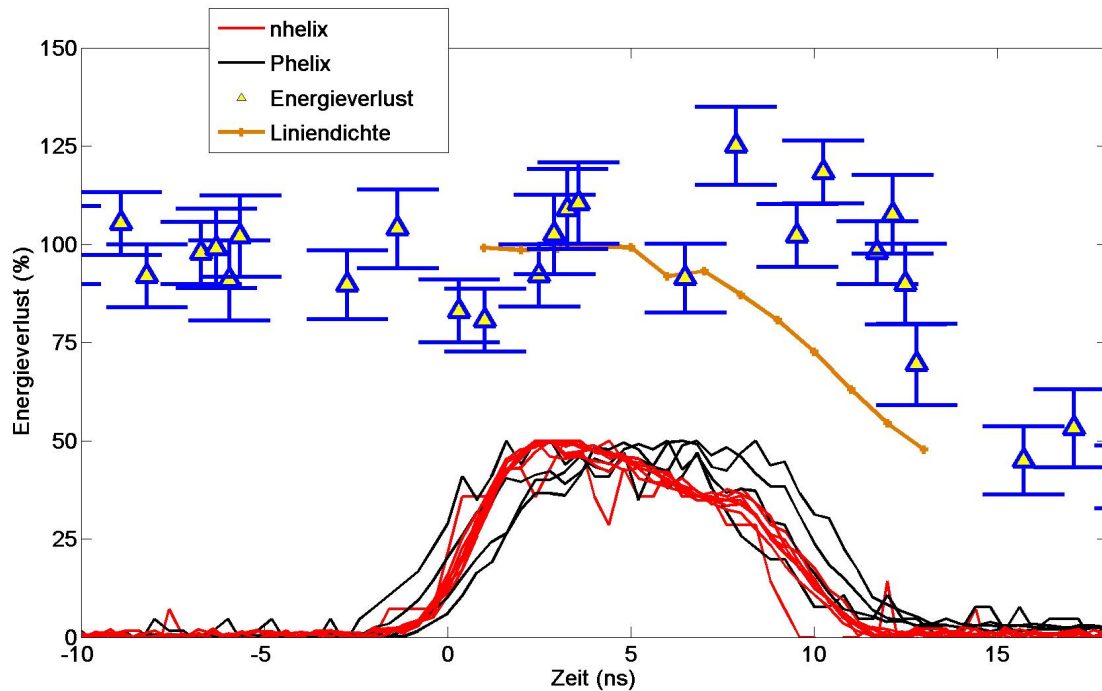
untereinander zu erwarten. Im Vergleich zu den Daten aus Abschnitt 4.1 lässt sich jedoch ein Fortschritt in Richtung der Erklärung des Einbruchs des Energieverlustes durch Plasmainhomogenitäten und gleichzeitig des Ziels einer Homogenisierung des Targets erkennen, da die Ausprägung des Einbruchs des Energieverlustes zu Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung stark nachgelassen hat. Dementsprechend wurde der Aufbau des hier beschriebenen Experiments in einer weiteren Kampagne mit verbesserter Synchronisation der beiden Laser erneut realisiert. Dieses Experiment, das gleichzeitig zur Kalibration des in Abschnitt 3.3.1 vorgestellten Spektrometers diente, wird im folgenden Abschnitt vorgestellt und dient gleichzeitig zum Vergleich mit den Energieverlustmessungen mit dem Flugzeitdetektor.

#### 4.2.2 Energieverlust von Calcium

Wie in Abschnitt 3.3.1 dargestellt, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein auf Diamant basierendes Spektrometer entwickelt, um sowohl die Vermessung des Energieverlustes als auch der aus dem Plasma austretenden Ladungsverteilung des Schwerionenstrahls zu ermöglichen. Das vorrangige Ziel der hier beschriebenen Experimentkampagne war es, diese neue Diagnostik zu testen und zu kalibrieren. Gleichzeitig sollten nach einer Modifikation der Synchronisation von Phelix und nhelix erneut die Auswirkungen des Übergangs zur beidseitigen Bestrahlung des Targets, wie bereits im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, untersucht werden. Das Target ist in dieser experimentellen Kampagne erneut eine Kohlenstoffolie von 0,5 µm Dicke, die zeitgleich von den beiden Lasersystemen bei einem Fokusbereich von 1 mm und unter Verwendung von Random Phase Plates bestrahlt wurde. Die Energie der beiden Laserpulse wurde in diesem Fall zu 35 J bei einer Pulslänge von 8 ns modifiziert. Diese Parameter wurden vorher mit Hilfe von Simulationsrechnungen mit RALEF-2D<sup>3</sup> bestimmt. Dabei wurde das Target mit Hilfe

<sup>3</sup> durchgeführt von Anna Tauschwitz





**Abbildung 4.9:** Energieverlust von  $^{48}\text{Ca}$  bei 4,9 MeV/u in einer etwa 0,5  $\mu\text{m}$  dicken Kohlenstoffolie bei beidseitiger Bestrahlung mit Phelix und nhelix bei Energien von rund 35 J pro Strahl und einer Pulslänge von 8 ns. Zusätzlich ist der zeitliche Verlauf des Phelix und nhelix-Lasersystems bei den jeweiligen Experimenten sowie der aus RALEF-2D-Simulationen errechnete Verlauf der Liniendichte dargestellt.

einer spiegelnden Symmetrieachse in der Mitte unterteilt, um so die Heizung von zwei gleichen Laserpulsen zu realisieren. Die Fokusprofile in diesen Rechnungen wurden dabei als homogen angenommen. Ziel war es, einen Kompromiss zu finden aus möglichst kurzer aber nicht zu intensiver Heizung, um sowohl eine vollständige Ionisation des gesamten Kohlenstofftargets am Ende der Heizlaserpulse zu gewährleisten und gleichzeitig die dreidimensionale Expansion des Plasmas möglichst gering zu halten. Es soll somit nicht mehr Energie im Target deponiert werden als notwendig. Das Ziel ist folglich die Erzeugung eines insgesamt heißeren und insbesondere homogeneren Plasmas. Als Ionensorte wurde Calcium bei 4,9 MeV/u mit einem Eingangsladungszustand von 18+ und einer Pulsfrequenz von 108 MHz verwendet. Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts wird zunächst nur auf die Vermessung des Energieverlustes eingegangen und die Fortführung dieser Thematik vorangetrieben. Die Kalibrierung des Spektrometers und die Ergebnisse der Ladungszustandsvermessung werden gesondert in Abschnitt 4.4 betrachtet.

In Abbildung 4.9 ist der zeitliche Verlauf des Energieverlustes dargestellt. Es handelt sich um eine Überlagerung von acht Messungen mit jeweils verschiedenem zeitlichen Abstand zwischen Laser- und Ionenstrahl. Zusätzlich sind die zeitlichen Verläufe von Phelix und nhelix aus Messungen mit Photodioden angegeben. Der zeitliche Nullpunkt wurde auf Beginn (20% der Laseranstiegsflanke) des nhelix-Signals gelegt. Es sind direkt die deutlich geringeren zeitlichen Fluktuationen in der Zeit zwischen den beiden Lasersystemen zu erkennen. Die mittlere Schwankung beträgt 0,8 ns in diesem Experiment und liegt somit im erwarteten Bereich von etwa 1 ns. Der Energieverlust ist erneut in Prozent angegeben, 100 % entsprechen wie zuvor dem Wert der kalten Folie. Zu Zeiten kleiner 0 ns ist der Bereich konstanten Energieverlustes in der kalten Folie zu erkennen. In diesem Experiment kann zu Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung nur eine sehr kleine Verringerung des Energieverlustes beobachtet werden, die nur knapp außerhalb des Bereiches der etwas größeren Fehlerbalken liegt. Zur Orientierung ist in oran-

---

ge der zeitliche Verlauf der Flächenbelegung des Targets im Zentrum der Laser-Plasma-Wechselwirkung aufgetragen. Auch diese wird im genannten Graphen in Prozent angegeben und entspricht somit dem Energieverlust in kalter Materie bei Festkörperdichte und sich zeitlich ändernder Flächenbelegung. Die Differenz zwischen dieser Kurve und den Messdaten kann in erster Näherung als Plasmaeffekt auf den Energieverlust betrachtet werden. Eine detaillierte Diskussion insbesondere der Einfluss des Dichteeffekts, etc. ist in Kapitel 6 zu finden. Ähnlich wie im vorigen Abschnitt lässt sich nach 3-4 ns ein Anstieg des Energieverlustes im Plasma diagnostizieren. Während der Dauer der Heizung beträgt dieser ca. 25-35 %. Legt man für Zeiten größer als 8 ns die grüne Kurve zugrunde, so erreicht er dort Werte von ca. 50-60 %. Insgesamt sind in diesem Experiment sowohl die Fluktuationen der Schüsse untereinander als auch der einzelnen Mikropulssignale etwas größer als beispielsweise in Abbildung 4.2. Dies hat die folgenden Ursachen: Im Vergleich zu den vorigen Experimenten wurde mit Calcium sowohl ein schwereres als auch ein höherenergetischeres Projektil verwendet. Dies führt dazu, dass der Energieverlust pro Nukleon, und damit die Geschwindigkeitsänderung im Target, die bei diesem Flugzeitexperiment die maßgebliche ist, kleiner ist als im Fall von beispielsweise Schwefel und Argon bei Energien von 3,6 MeV/u bis 4 MeV/u. Diese geringere Energie konnte aufgrund des Hauptexperiments am Beschleuniger zu dieser Zeit leider nicht gewählt werden. Zusätzlich treffen den Detektor weniger Teilchen. Dargestellt sind hier die Daten für den Ladungszustand  $18+$ . Andere Ladungszustände treffen, wie beabsichtigt, die anderen Detektoren. Zusätzlich wurde der Strahl in dieser speziellen Experimentkampagne, wie in Abschnitt 4.4.2 ausführlicher dargestellt, durch den letzten Umlenkmagneten vor dem Spektrometer durch seine Apertur beschnitten. Dies bedingt eine Reduktion der Teilchenzahl am Detektor und trägt zu den etwas größeren Fehlerbalken bei. Trotzdem bleibt festzuhalten, dass es in der abgeänderten Experimentgeometrie kaum noch eine Verringerung des Energieverlustes zu Beginn auf unterhalb der Werte von kalter Materie gibt. Ebenso ist zu betonen, dass im Vergleich zwischen den Experimenten mit dem Diamantdetektor in Abschnitt 4.2.1 und dem Spektrometer, im Rahmen der Erwartungen aufgrund der in beiden Fällen aufgetretenen und in den vorangegangenen Abschnitten erläuterten Probleme, eine gute Übereinstimmung erzielt wurde.

---

### 4.3 Energieverlust von Argon bei beidseitiger Bestrahlung mit der zweiten Harmonischen

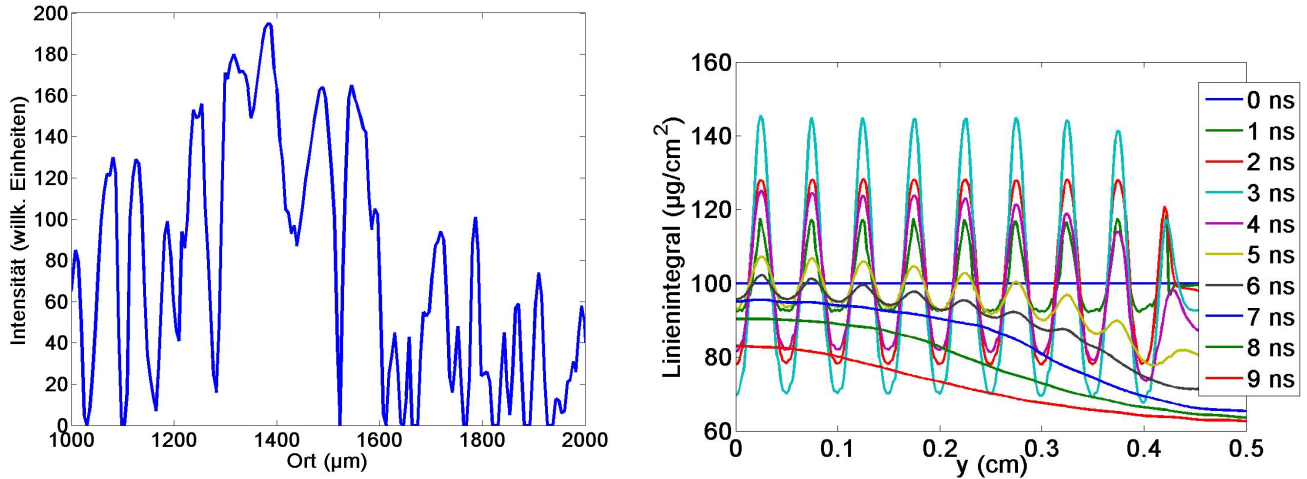
---

---

#### 4.3.1 Motivation der Frequenzverdopplung

---

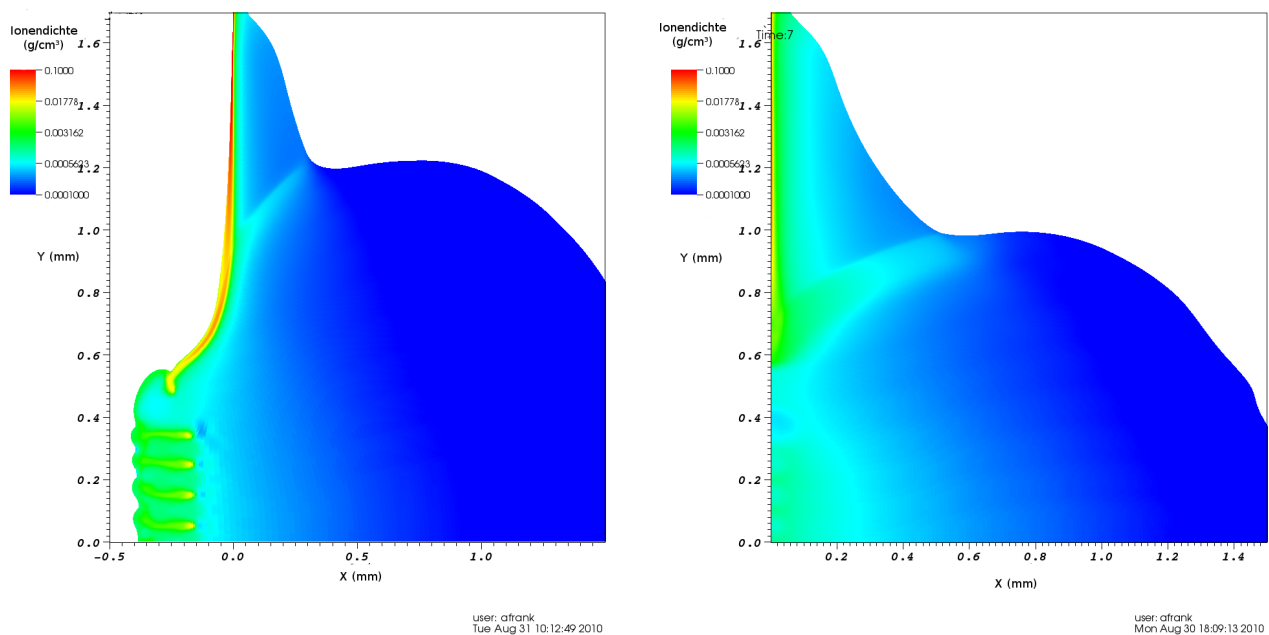
Im vorangegangenen Abschnitt wurde der Versuch unternommen, durch eine Änderung der Experimentgeometrie eine größere und frühzeitigere Homogenisierung des Plasmas im Vergleich zur einseitigen Bestrahlung des Targets zu erreichen. Die Ergebnisse zeigen einen Fortschritt in diese Richtung, allerdings weisen auch diese Ergebnisse weiterhin zu Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung einen Rückgang des Energieverlustes auf. In den Diskussionen in Zusammenhang mit den Hydrodynamiksimulationen mit den Kollaborationspartnern der Universität Frankfurt und des ITEP Moskau wurde die folgende Idee angedacht: Zur Homogenisierung des Plasmas ist eine möglichst starke Heizung der in Abschnitt 4.1.1 dargestellten kalten Bereiche zur Vermeidung großer Temperaturgradienten wünschenswert. Da für die Ausbildung der Gradienten im Wesentlichen die relativ langsame Wärmeleitung verantwortlich ist, ist der nächste Ansatz, zu untersuchen wie stark sich das Verhältnis zwischen Strahlungstransport und Wärmeleitung ändert, wenn das Target statt mit der fundamentalen Wellenlänge der Lasersysteme im Infraroten mit der zweiten Harmonischen geheizt wird. Der Übergang zur Frequenzverdopplung bringt eine Erhöhung der kritischen Dichte mit sich und damit eine Erhöhung der Effizienz der Heizung des Plasmas durch inverse Bremsstrahlung (siehe Gl. 2.7). Gleichzeitig werden im dichten Bereich mehr Röntgenstrahlen erzeugt, die instantan in den dichten, für den Heizlaser überkritischen Bereich des Targets eindringen und dort zur Heizung beitragen. Zur Überprüfung der Größe des Einflusses der Frequenzänderung auf die Plasmabildung wurden Simulationsrechnungen in der folgenden Geometrie durchgeführt: Der Laserfokus wurde erneut durch ein kosinusförmiges Profil mit relativen



**Abbildung 4.10:** Typisches Linienprofil des nhelix-Fokus bei  $2\omega$  (links) sowie die zeitliche Entwicklung der Flächenbelegung einer Kohlenstofffolie bei Bestrahlung von beiden Seiten bei einer Energie von je 30 J und 7 ns Pulslänge (FWHM).

Amplitudenunterschieden von einem Faktor drei approximiert. Zur Vermeidung von Problemen bei zu starken Gradienten in den Simulationsrechnungen wurde der Abfall der Intensität des Laserprofils analog zu der Darstellung in Abbildung 4.5 am Rand zusätzlich geglättet. Allerdings wurde in den Rechnungen die doppelte Frequenz bzw. halbe Wellenlänge der Intensitätsschwankungen von  $\lambda_{Las} = 50 \mu\text{m}$  gewählt, da die Laserwellenlänge direkt in den Abstand zwischen den Intensitätsmaxima der RPP eingeht (siehe Abschnitt 4.1.1). Dieser Zusammenhang wurde auch in den Fokusprofilmessungen gefunden. Ein typisches Linienprofil, exemplarisch für nhelix, ist in Abbildung 4.10 (links) dargestellt.

Die Simulation erfolgte nicht mit zwei unabhängig voneinander einfallenden Lasern, sondern mit Hilfe einer Symmetrieachse in der Targetmitte. Dies bedeutet, dass Intensitätsmaxima und Intensitätsminima von beiden Seiten aufeinandertreffen. Bei einer Vergleichsrechnung mit einer Phasenverschiebung von  $\pi/2$  zwischen den Intensitätsverläufen, die den anderen Extremfall des Aufeinandertreffens von Intensitätsmaxima und -minima auf jeweils gegenüberliegenden Seiten widerspiegelt (hier nicht dargestellt), wurden jedoch keine merklichen Unterschiede in der Plasmabildung festgestellt. Die beiden wesentlichen Effekte, auf der einen Seite größere Druckgradienten zwischen den beiden Seiten heben sich in etwa mit der Verkleinerung der räumlichen Skala zwischen stärker und schwächer geheizten Bereichen auf. Die Laserpulse haben in den Simulationen analog zu den folgenden Experimenten eine Energie von je 30 J bei einer Pulslänge von 7 ns (FWHM) bei Wellenlängen von  $\lambda_{phelix/nhelix} = 527/532 \text{ nm}$ . Gemäß den Simulationsrechnungen mit RALEF-2D hat der Übergang zu grünem Licht zusammen mit der Anpassung der Geometrie rund eine Verdreifachung der durch Strahlung erzeugten Temperatur in den kalten dichten Bereichen von ca. 5 eV ( $1\omega$  - einseitig) auf ca. 15 eV ( $2\omega$  - beidseitig) zur Folge. Dies führt zum einen dazu, dass die Druckgradienten zwischen Bereichen, die von hoher und niedriger Laserintensität bestrahlt werden, geringer werden. Die erzeugte Strahlung sorgt somit für eine Volumenheizung der Targetfolie im Gegensatz zur Wärmeleitung. Weiterhin führt die Bestrahlung von beiden Seiten dazu, dass durch Wärmeleitung nur noch weniger Materie geheizt werden muss. Durch die frühzeitigere Erhöhung der Temperatur des gesamten Targets wirken sich die erzeugten Unterschiede in der Flächenbelegung des Targets deutlich geringer aus. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.10 (rechts) dargestellt. Hier ist der Verlauf der Flächenbelegung des Targets in der Fokalebene in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Im Vergleich zu Abbildung 4.6b sind die auftretenden Inhomogenitäten deutlich weniger betont. Gleichzeitig kommt es nach rund 6–7 ns zu einem Verschwinden dieser Inhomogenitäten im Plasma. Nach 7 ns ist das Target so stark geheizt, dass das Kohlenstoffplasma im gesamten Wechselwirkungsbereich mit dem

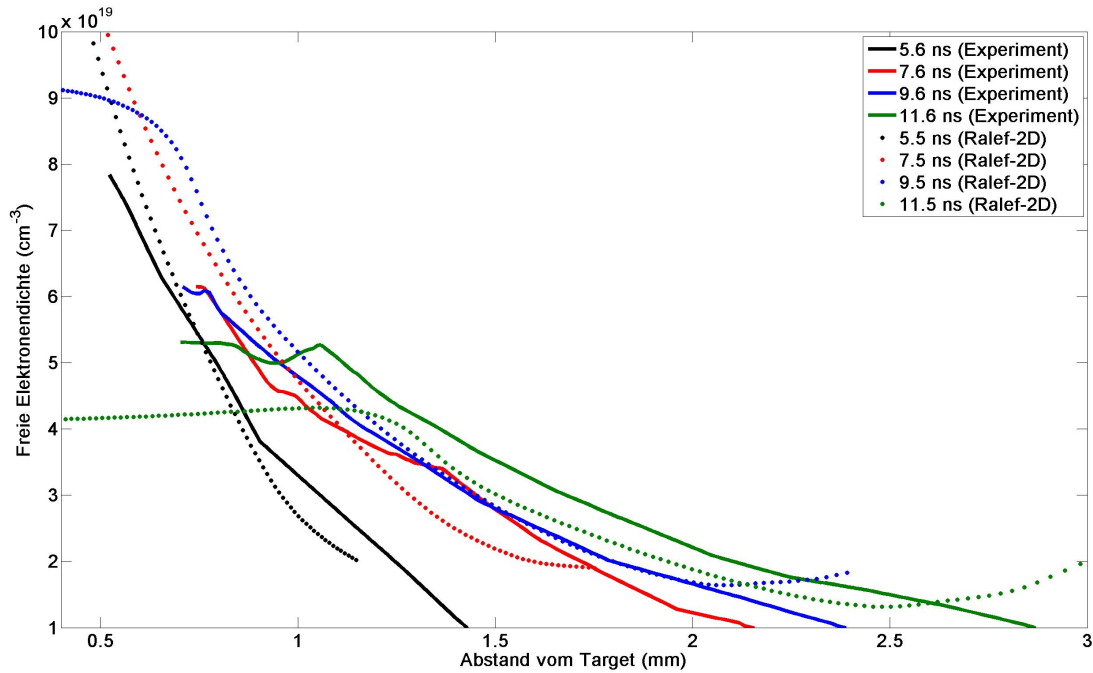


**Abbildung 4.11:** Vergleich der beiden Experimentkonfigurationen. Links ist die Dichteverteilung im Target nach 7 ns im Fall einseitiger Bestrahlung mit der Fundamentalen dargestellt, rechts bei beidseitiger Bestrahlung mit der zweiten Harmonischen (Darstellung bis zur Symmetrieachse). Eine deutliche Verbesserung bei der Homogenisierung ist zu erkennen.

Ionenstrahl mit Temperaturen deutlich größer als 100 eV vorliegt und damit gemäß Saha-Gleichung als vollionisiert angenommen werden kann. Diese hohen Temperaturen führen zu einer relativ schnellen dreidimensionalen Expansion des Plasmas, was sich in einem Abfall der gesamten Flächenbelegung des Plasmas ab 8-9 ns bemerkbar macht. Das bedeutet, dass bei 6-9 ns jedoch ein gutes Zeitfenster liegt, was die Vermessung des Energieverlustes in einem homogenen vollionisierten Kohlenstoffplasma mit einem Mikropuls des UNILAC-Ionenstrahls ermöglicht. Der Vergleich der sich einstellenden Dichteverteilungen der beiden Experimentgeometrien ist noch einmal in Abbildung 4.11 zu finden. Dargestellt ist hier die zweidimensionale Verteilung der Ionendichte mit identischer Farbskala, links für den Fall der einseitigen Bestrahlung mit  $E=50\text{ J}$  bei  $1\omega$  analog zum Fall des Experiments mit nhelix (Abschnitt 4.1), rechts in der zuvor besprochenen Geometrie mit den angegebenen Parametern. Links sind deutlich die Zonen der verdichteten und kühlen Materie zur Zeit  $t=7\text{ ns}$  nach Beginn des Laserpulses zu erkennen. Rechts haben sich diese bereits vollkommen aufgelöst und das Plasma ist als sehr homogen anzusehen. Allerdings gilt erneut zu beachten, dass es sich hier um systematische Studien und nicht um eine möglichst exakte Abbildung des Experiments handelt. Dies ist aus den gleichen Gründen wie bereits in Abschnitt 4.1.1 erläutert der Fall. Trotzdem weisen diese Systematiken in Richtung einer deutlichen Verbesserung der zu erwartenden Plasmamaparameter und damit einer höheren Qualität der zu erwartenden experimentellen Ergebnisse für den Energieverlust.

#### 4.3.2 Plasmadiagnostik und Hydrodynamiksimulationen

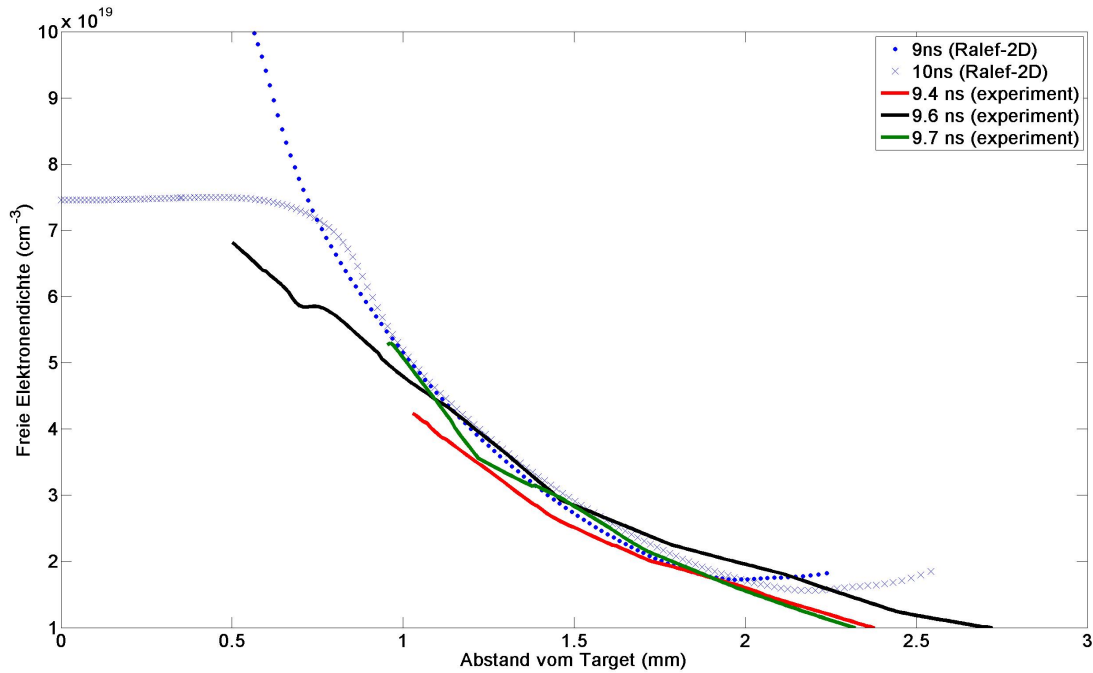
Im vorangegangenen Abschnitt wurde ausführlich motiviert, weshalb der Übergang zur beidseitigen Heizung einer dünnen Kohlenstofffolie mit der zweiten Harmonischen des Phelix- und des nhelix-Lasersystems zu einer deutlichen Verbesserung der Plasmamaparameter bezogen auf deren räumliche Homogenität führen soll. In diesem Abschnitt wird der Frage nachgegangen, in wie weit die Ergebnisse aus den im vorangegangenen Abschnitt gezeigten Simulationen durch die Plasmadiagnostik im



**Abbildung 4.12:** Vergleich der Ergebnisse für die freie Elektronendichte im Plasma gewonnen aus Experiment und Hydrodynamiksimulationen.

Experiment bestätigt werden. Während des Experiments ist es nicht möglich sämtliche notwendigen Plasmaparameter wie Elektronen- und Ionendichte, Temperatur und Ionisationsgrad zeit- und ortsauflöst zu vermessen. Die Anforderungen an die räumliche und zeitliche Auflösung im Experiment sind sehr hoch. So ändern sich die genannten Parameter räumlich selbst nach etwa 7 ns, dem Zeitpunkt, der im obigen Abschnitt als für das Energieverlustexperiment optimal dargelegt wurde, noch auf einer Skala von etwa  $50\text{ }\mu\text{m}$ . Die zeitlichen Änderungen finden auf einer Skala von etwa 1 ns statt. Das in Abschnitt 3.4.3.1 vorgestellte Interferometer erweist sich als eine sehr geeignete Diagnostik, um die räumliche Verteilung der Elektronendichte und deren Expansionseigenschaften zu charakterisieren. Diese Daten können zur Optimierung der im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Hydrodynamiksimulationen genutzt werden. Die Ergebnisse dieser Diagnostik sind für eine Laser-Plasma-Wechselwirkung exemplarisch in Abbildung 4.12 gezeigt. Ebenfalls sind dort die Ergebnisse der Simulationsrechnungen abgebildet. In dieser Graphik ist der Verlauf der Elektronendichte im Experiment zu verschiedenen Zeiten als durchgezogene Linien dargestellt. Hierbei wurde die Elektronendichte in der Nähe des Targetzentrums ausgewertet. Die angegebenen Zeiten beziehen sich auf den Beginn der Anstiegsflanke der Heizlaser im Vergleich zum Beginn des Diagnostikpulses. Allerdings wird im Experiment im Vergleich zur Theorie über einen Zeitraum von etwa 500 ps Pulslänge Belichtungszeit bei der Aufnahme der Phasenverschiebungen gemittelt. In [Loe08] wurde jedoch gezeigt, dass dieser Effekt bei den hier gegebenen Intensitäten zu vernachlässigen ist. In der Abbildung ist deutlich die Expansion des Plasmas von kleineren zu größeren Zeiten zu erkennen. Gleichzeitig wird dort ein Abflachen der räumlichen Gradienten gezeigt. Weiterhin sind in der genannten Abbildung die Ergebnisse der Hydrodynamiksimulationen als gepunktete Linien dargestellt. Wie dort zu erkennen ist, werden die Ergebnisse der Diagnostik sehr gut durch die Simulationsergebnisse wiedergegeben. Nur an der oberen Grenze des für die Diagnostik auflösbaren Dichtebereichs ergeben sich leichte systematische Abweichungen. Diese liegen jedoch nur im Bereich von maximal 20%, was immer noch sehr gute Werte darstellt.





**Abbildung 4.13:** Vergleich der verschiedenen Interferometerarme untereinander und mit den Ergebnissen der Hydrodynamiksimulationen.

Abbildung 4.13 gibt darüber Auskunft, wie zuverlässig und reproduzierbar die beschriebenen Expansionseigenschaften von Experiment zu Experiment erhalten bleiben. Dargestellt sind drei Dichteprofile aus dem Experiment zu nahezu identischen Zeitpunkten im Vergleich zum Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Diese stammen aus drei verschiedenen Interferometern des Systems. Weiterhin sind die Ergebnisse der benachbarten Zeitschritte der Hydrodynamiksimulationen abgebildet. Dort ist eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Experimentergebnissen sowohl untereinander als auch mit den Simulationsergebnissen zu erkennen. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass es sich bei beiden Bildern um eine lineare und nicht um eine logarithmische Skala handelt, wie oft bei der Darstellung von Dichteverläufen üblich. Dies bedeutet nicht nur, dass die verschiedenen Arme des Interferometers untereinander zuverlässige Ergebnisse liefern, sondern insbesondere auch, dass sich von Laserexperiment zu Laserexperiment die gleiche Elektronendichteverteilung in Raum und Zeit einstellt. Dies stützt die These der deutlich homogenen und in Bezug auf die Massenverteilung des Targets bezogen sehr viel stabileren Heizung im Fall der beidseitigen Bestrahlung mit der zweiten Harmonischen der Heizlaser Phelix und nhelix und legitimiert damit auch die Überlagerung der experimentellen Daten aus verschiedenen Experimenten. Eine solch hohe Reproduzierbarkeit der Plasmaparameter war in früheren Experimenten bei einseitiger Bestrahlung der Folie mit dem nhelix-Lasersystem alleine nicht gegeben [Pel05].

Zwecks einer weiteren Überprüfung, ob es sich bei dieser Übereinstimmung nicht um eine zufällige handelt, wurde im Rahmen von [Boe10] noch eine sogenannte Raytracing-Routine entwickelt. Diese wurde mit den zweidimensionalen Dichteprofilen aus den Experimenten, bzw. den quasi-identischen aus den Hydrodynamiksimulationen gespeist. Ziel dieser Routine war es, die durch Brechung im Plasma verursachte Ablenkung der Interferometerstrahlen durch die sich ergebenden Brechungsindexgradienten zu modellieren. Wird der Diagnosestrahl im Plasma zu stark abgelenkt, verlässt er aufgrund des sich ergebenden Propagationswinkels das System. Die Bereiche auf den Interferogrammen, bei denen das der Fall ist, erscheinen dunkel. Mit Hilfe dieser Untersuchung konnte aufgrund der im System sehr gut bekannten

---

und definierten Aperturen der Verlauf dieser dunklen Bereiche in den Aufnahmen aus dem Experiment auf 0,1 Grad genau berechnet werden. Diese Untersuchung wurde durch die Tatsache motiviert, dass bei der Auswertung der Dichteprofile mit Hilfe der Abelinversion (siehe Gleichung 3.3), verschiedene Filter, insbesondere zur Glättung von Kanten, in den Aufnahmen verwendet werden müssen und damit der sich letztlich durch Aufintegration ergebende Fehler schwierig abzuschätzen ist. Mit der Raytracing-Routine kann somit die maximale auflösbare Dichte des Systems unabhängig von der genannten Auswertemethode bestimmt werden. Damit wurden die Dichteprofile am oberen Rand in den Abbildungen 4.12 und 4.13 sowohl mit Hilfe der entsprechend in [Pel05] entwickelten Routine basierend auf der Abelinversion als auch ausgehend von den abgeschatteten Bereichen und damit unabhängig von sämtlichen Filtern zu einer sehr guten Übereinstimmung gebracht. Die Ablenkung des Diagnoselasers im Plasma erklärt auch, warum in den Aufnahmen die theoretisch maximal auflösbare kritische Dichte des Diagnoselasers bei  $3\omega$  nicht erreicht und teilweise mit 1,5 – 2 Größenordnungen deutlich unterschritten wird. So gesehen bringt der Übergang zur zweiten und dritten Harmonischen die auflösbare Dichte betreffend nur geringe Fortschritte. Nichtsdestotrotz ist zur Diagnose des Plasmas eine Probefrequenz, die nicht der Wellenlänge der Heizlasersysteme entspricht, aufgrund von möglichen Störungen auf den Kameraaufnahmen unbedingt notwendig.

Abschließend lassen sich mit Hilfe der Interferometeraufnahmen starke Argumente anbringen, die die Verwendung der Simulationsergebnisse zur Bestimmung der Plasmaparameter, insbesondere zur Charakterisierung des dichten Bereichs rechtfertigt. Diese sind der Diagnostik aus den genannten Gründen nicht zugänglich. Allerdings ist hier kein experimenteller Nachweis der sich ausprägenden Inhomogenitäten im Plasma verursacht durch Inhomogenitäten im Laserfokus erfolgt und auch nicht möglich. Die Ausbildung der Korona in den der Diagnostik zugänglichen Bereichen ist gemäß der Ergebnisse der Hydrodynamiksimulationen mit und ohne Berücksichtigung von Inhomogenitäten im Fokus bei sonst gleicher Experimentkonfiguration nicht voneinander zu unterscheiden. Demzufolge lassen sich aus den Interferometeraufnahmen Aufschlüsse über die im Target herrschende Temperatur aufgrund der Expansionscharakteristiken gewinnen, natürlich auch über die Dichteverteilung der Korona. Die Parameter des der Diagnostik nicht zugänglichen Bereichs basieren demgegenüber auf rein theoretischer Grundlage. Auch die in Abschnitt 4.1.1 postulierten Inhomogenitäten lassen sich somit im Experiment nicht auflösen.

---

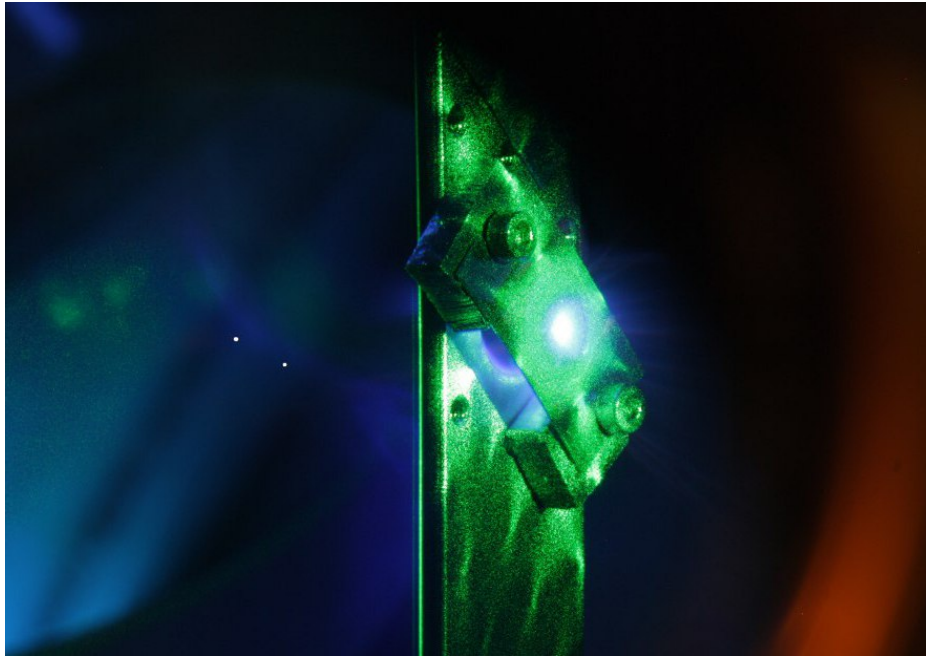
### 4.3.3 Experimentergebnisse

---

Wie in den beiden vorangegangenen Abschnitten ausführlich motiviert, wurde zum Abschluss der Arbeit das folgende Experiment durchgeführt: Ein Kohlenstoffolie von 0,5  $\mu\text{m}$  Dicke wurde von beiden Seiten erneut von Phelix und nhelix mit je zwei möglichst identischen frequenzverdoppelten Pulsen bestrahlt. Die Energie pro Puls von 30 J bei einer Halbwertsbreite von 7 ns wurde gemäß Simulationsrechnungen mit RALEF-2D im Vorhinein bestimmt. Nach 7 ns lag dort eine Vollionisation des gesamten Targets vor. Die Intensität beträgt  $4 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  auf beiden Targetseiten. Sowohl gemäß der verwendeten Zustandsgleichungen für Kohlenstoff [Bas85] als auch entsprechend den Ergebnissen für den Ionisationsgrad aus Lösung der Saha-Gleichung wie in Abschnitt 5.5.1 dargestellt, ist Kohlenstoff in diesem Parameterbereich vollionisiert. Die Schwankungen der Laserenergie in dieser Kampagne betrugen bei nhelix etwa 6 % ( $1\sigma$ ), im Fall von Phelix ca. 5 % ( $1\sigma$ ) (beides sehr stabile Werte für Hochenergielasersysteme). Da sich bereits vor dieser Kampagne im letzten Verstärkerstab von nhelix kleinere Schäden im Material auszubilden begannen, wurde darauf verzichtet, die Energie des Systems so hoch einzustellen wie ursprünglich beabsichtigt. Stattdessen wurde die von Phelix leicht erhöht, so dass sich für Phelix ein Mittelwert von etwa 33 J und für nhelix von ca. 27 J ergab.

Bei den Experimenten musste auf die in Abschnitt 3.4.1 beschriebene Linse mit der hochreflektierenden Beschichtung für Licht der Grundwellenlänge verzichtet werden. Der zur Konversion eingesetzte Kris-



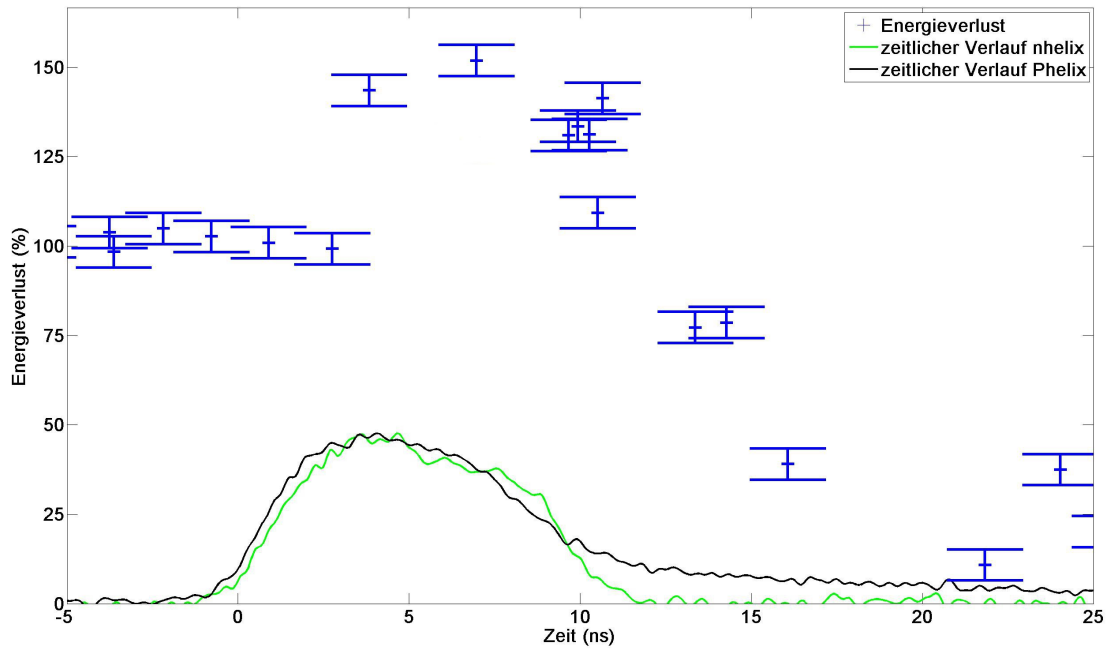


**Abbildung 4.14:** Zeitintegrierte Aufnahme der Laser-Plasma-Wechselwirkung mit einer Spiegelreflexkamera.

tall ist optimal für eine Energie von 450 J in 1 ns ausgelegt. Da in dieser Kampagne deutlich geringere Energien sowie gleichzeitig längere Pulse benötigt wurden, musste mit einer Konversionseffizienz von etwa 10 % gearbeitet werden. Die Trennung des frequenzverdoppelten Anteils von der Grundwellenlänge des Lasers erfolgte dabei mit Hilfe nur eines Trennspiegels. Dessen Trennungsverhältnis liegt je nach Polarisation zwischen 98 % und 90 %. Diese wurde nach Durchlaufen des Kristalls jedoch bisher nicht genau charakterisiert. Da die Linse für die Fokussierung des infraroten Phelixstrahls eine hinreichend große Transmission von 92 % für grünes Licht besaß, wurde diese verwendet. Die große Brennweite der Linse von  $f = 4\text{ m}$  sorgte dafür, dass der Fokus des noch vorhandenen Infrarotanteils etwa 10 cm hinter dem Target liegt. Dies führt zu einem Sekundärfokusbereich in der Targetebene von etwa 0,8 cm. Selbst im Fall des geringsten angegebenen Trennungsverhältnisses reduziert sich die so erzeugte Intensität auf unter  $10^{10}\text{ W/cm}^2$ . Abbildung 4.14 zeigt eine zeitintegrierte Aufnahme einer Spiegelreflexkamera von der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Dort ist auf dem Target rechts kein großes Sekundärplasma zu erkennen. Auch die Analyse der freien Elektronendichte mit Hilfe des Interferometers deutet auf keine erkennbaren Randeffekte verursacht durch einen zweiten großen Laserfokus mit Licht der Grundwellenlänge hin.

Als Ionenstrahl wurde in diesem Experiment erneut Argon mit einem Eingangsladungszustand von 16+ gewählt. Die Energie betrug 4 MeV/u. Als Ionenstrahlquelle kam in diesem Experiment eine Hochstromquelle (MUCIS - Multi-Cusp Ion Source) zum Einsatz, so dass keine Probleme mit nicht ausreichendem Strahlstrom auftraten. Allerdings liefert diese nur mit 36 MHz Pulse, weshalb pro Schuss weniger Datenpunkte gewonnen werden konnten.

In Abbildung 4.15 sind die Ergebnisse für die Energieverlustmessungen dargestellt, die während dieser Kampagne gewonnen wurden. Analog zu Abschnitt 4.2.2 sind hier die Messwerte des Eingangsladungszustands abgebildet, in diesem Fall 16+. Die dargestellten Daten wurden in diesem Fall jedoch mit einer anderen Methode als in den vorigen Abschnitten ausgewertet. Dort wurde an die aufgenommenen Signale Gleichung 4.1 angepasst und die Position des Maximums der Gaußfunktion verwendet, die im Fall einer gaußschen Pulsform identisch mit dem Schwerpunkt ist. Stattdessen wurden in diesem Fall die



**Abbildung 4.15:** Energieverlust von Argon bei 4 MeV/u bei beidseitiger Bestrahlung einer Kohlenstoffolie der Dicke 0,5 µm durch die Lasersysteme Phelix und nhelix unter Verwendung der zweiten Harmonischen.

Signale numerisch entfaltet. Die numerische Faltung zweier Signale bedeutet, dass der n-te Punkt des gemessenen Signals  $M(t)$  sich zusammensetzt aus der Summe:

$$M(n) = \sum_i^n S(n - i + 1) \cdot A(i) \quad (4.2)$$

Hierbei steht die Funktion  $S(t)$  für das eigentlich zu detektierende Signal, das gefaltet mit der Antwortfunktion  $A(t)$  das am Oszilloskop aufgezeichnete Signal bildet. Die Zeit  $t$  wird dabei diskretisiert und der n-te Zeitpunkt setzt sich somit aus den entsprechenden Beiträgen des Signals zu früheren Zeiten zusammen. Da in diesem Experiment bei der 36 MHz-Quelle jedes Signal bei den Abfallzeiten des Detektors die Nulllinie erreicht, lässt sich aus der obigen Summe direkt ein Gleichungssystem aufstellen. Der erste Punkt des detektierten Signals bildet  $M(1) = S(1) \cdot A(1)$ , welches sich problemlos für  $S(1)$  lösen lässt, der zweite Punkt ist  $M(2) = S(2) \cdot A(1) + S(1) \cdot A(2)$  usw.. Dieses Gleichungssystem ist eindeutig und lösbar. Das entfaltete Signal am n-ten Punkt hat somit die Form:

$$S(n) = \frac{M(n) - \sum_{i=1}^{n-1} S(i) \cdot A(n - i + 1)}{A(1)} \quad (4.3)$$

Dieses Vorgehen ist zunächst sehr einfach, jedoch ist, wie in der obigen Gleichung zu erkennen, dieses Vorgehen nicht sehr stabil, da der Erfolg sehr stark von der anfänglichen Form der Antwortfunktion, insbesondere vom ersten Punkt  $A(1)$ , abhängt. Es dürfen keine größeren Änderungen in der Steigung der Antwortfunktion zu Beginn auftreten, da sich sonst bei den verwendeten Interpolationen und gewählten Intervallgrößen (abhängig von den zeitlichen Längen der aufgezeichneten Signale und der Antwortfunktion) auf den wenigen Punkten eines einzigen Mikropulssignals große Fehler ergeben. Vermeidet man jedoch einen Fuß bei der Antwortfunktion und lässt diese direkt mit der Anstiegsflanke des Detektors

---

steil beginnen, so ist dieses Verfahren sehr stabil und liefert konsistente Ergebnisse. Als Ankunftszeit des Ionenpulses wurde der Schwerpunkt des entfalteten Signals gewählt. Im Vergleich zur Auswertung der Daten mit Hilfe der Anpassung von Gleichung 4.1 an die Signale ließen sich keine Unterschiede feststellen. Die beiden Auswertungsmethoden sind also in der Praxis zueinander kongruent und austauschbar, weshalb auf eine erneute Auswertung der in früheren Experimenten gewonnenen Daten verzichtet wurde. Der Vorteil der hier beschriebenen Methode ist, dass nur mit tatsächlich gemessenen Daten gearbeitet wird und nicht mit „idealisierten“ Funktionen wie in Gleichung 4.1. Für die gewonnenen Ergebnisse in Bezug auf die einfache Messung des Energieverlustes erweist sie sich jedoch als austauschbar.

Die dargestellten Daten in Abbildung 4.15 sind analog zu den vorigen aufgebaut. Der Zeitpunkt 0 ns ist durch die Anstiegsflanke des nhelix-Lasers festgelegt. Die Experimentergebnisse wurden auf den Energieverlust in der kalten Folie mit 100 % aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit normiert. Zu erkennen ist, dass sich zu Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung der Energieverlust für etwa die ersten 2 ns im Vergleich zu den Werten in der kalten Folie kaum ändert. Hervorzuheben ist an dieser Stelle, dass kein Absinken des Energieverlustes zu Beginn der Heizung unterhalb des Werts des Festkörpers mehr beobachtet wird. Im Anschluss beginnt der Energieverlust stark anzusteigen und erreicht seinen maximalen Wert nach etwa 6-7 ns. Hier haben, wie im Abschnitt 4.3.1 dargelegt, auch die Hydrodynamiksimulationen einen maximalen Wert gemessen an der Kombination aus maximalem Ionisationsgrad des Targets und maximaler Flächenbelegung vorhergesagt. Leider wurde im Experiment der Zeitraum zwischen 6 und 9 ns nicht weiter aufgelöst, allerdings weist der Energieverlust bis ca. 11 ns nach Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung um 53 % erhöhte Werte im Vergleich zum Festkörper auf. Anschließend beginnt der Energieverlust verursacht durch die dreidimensionale Expansion des Plasmas zu sinken und erreicht aufgrund der hohen Durchheizung des Targets bereits nach etwa 20 ns den Wert null. Die gemessenen Daten geben also genau den in Abschnitt 4.3.1 ausführlich erläuterten erwarteten Verlauf des Energieverlustes wieder. Ein detaillierter Vergleich mit den durch die Theorie postulierten Werten ist in Kapitel 6 dargestellt.

Mit der Entwicklung des Ladungsspektrometers wurde neben der Vermessung des Energieverlustes auch die Vermessung der Ladungsverteilung der Schwerionen im Plasma möglich. Diese Ergebnisse sollen im folgenden Abschnitt erläutert werden.

---

## 4.4 Ladungsverteilung in Plasmen

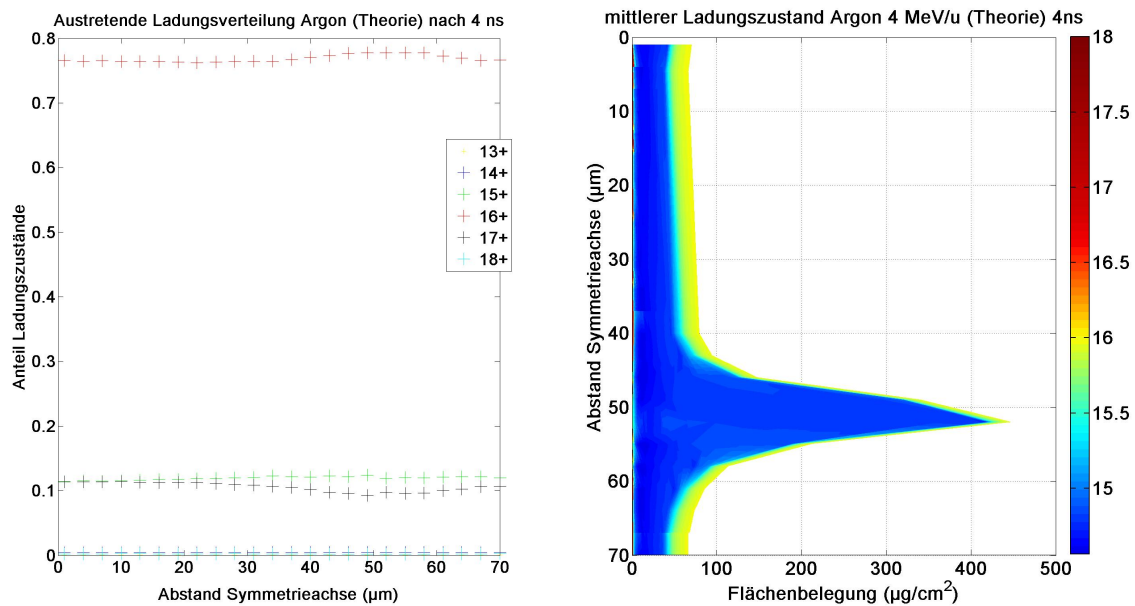
---

---

### 4.4.1 Der Einfluss der Inhomogenitäten auf die Ladungsverteilung

---

Nach der ausführlichen Diskussion der Rolle der sich bei Bestrahlung mit inhomogenen Laserfoki ausbildenden Inhomogenitäten auf die Energieverlustmessungen soll kurz der Frage nachgegangen werden, in wie weit sich diese auch auf die Ladungsverteilung der Schwerionen im Plasma auswirken. Die Vorhersage gemäß Theorie ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Wie in den vorangegangenen Abschnitten erläutert, sind die Auswirkungen auf den Energieverlust sehr deutlich. Im Fall der Ladungsverteilung werden gemäß der in Kapitel 5 im Detail entwickelten Theorie für die berechnete Ladungsverteilung des Ionenstrahls keine Abweichungen erwartet. Sowohl die Ladungsverteilung (linkes Bild) als auch der mittlere Ladungszustand (rechtes Bild) unterscheiden sich zwischen den dünneren Bereichen von ca. 0-35  $\mu\text{m}$  und den verdichteten von ca. 35-60  $\mu\text{m}$  nach Austritt aus dem Target nur wenig. Das bedeutet, diese sollte auch im Fall eines von Inhomogenitäten geprägten Plasmas zu frühen Zeiten bei Messungen mit dem Ladungsspektrometer in Abschnitt 4.2.2 keine größeren Schwankungen oder unerwartetes Verhalten aufweisen. Der Grund hierfür ist, dass sich die am Ende einstellende Ladungsverteilung im Wesentlichen durch die Materie bestimmt ist, die der Ionenstrahl als letztes durchquert hat. Zu den frühen Zeiten, die hier dargestellt sind, ist das Plasma räumlich nur gering ausgedehnt. Sowohl in den Bereichen hoher Intensität als auch in den Bereichen niedriger Intensität sind die Unterschiede an vorhandener



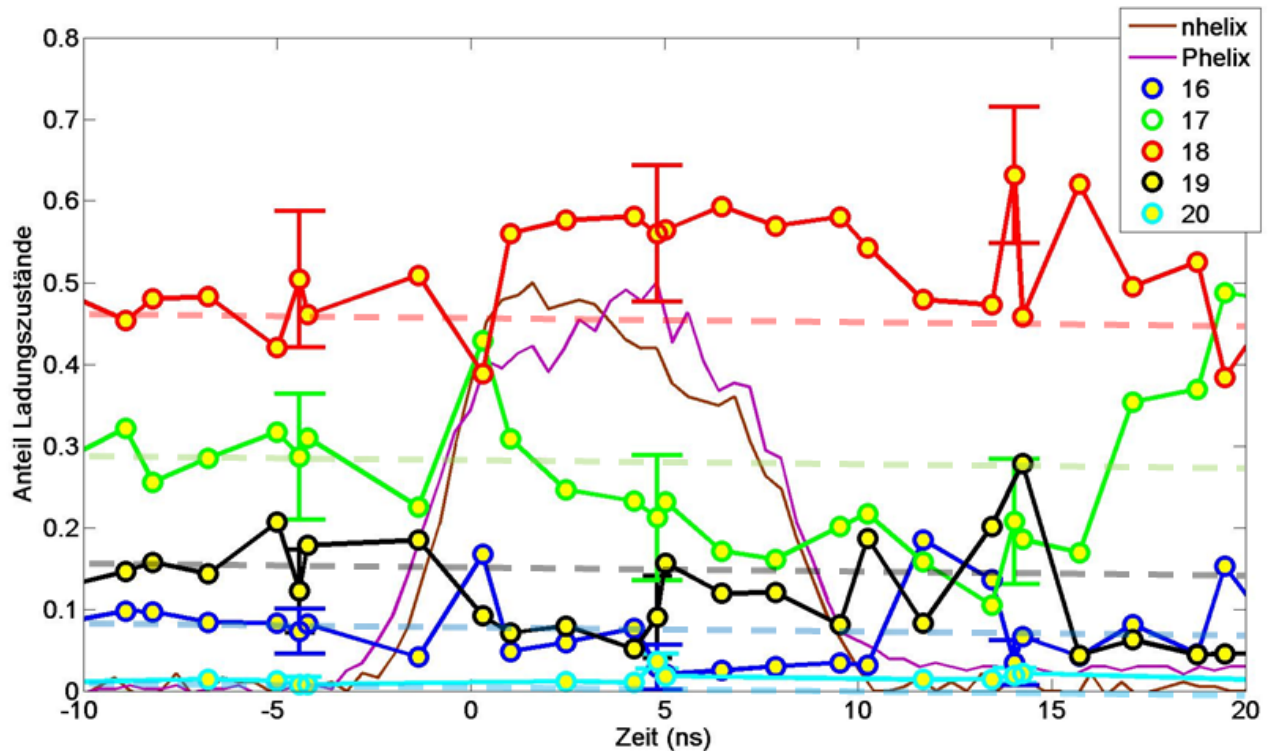
**Abbildung 4.16:** Aus dem Target austretende Ladungsverteilung (links) und mittlerer Ladungszustand (dargestellt durch die Farbskala) im Target von Argon (rechts) gemäß der in Kapitel 5 entwickelten Theorie in einem Kohlenstoffplasma bei Bestrahlung mit einem inhomogenen Fokusprofil nach 4 ns.

hochionisierter Materie nicht so groß, dass sich bedeutende Variationen in der Ladungsverteilung einstellen könnten. Allerdings ergeben sich in den kühleren dichten Bereichen durchaus Unterschiede, wie in der rechten Abbildung an den weit ausgedehnten blauen Bereichen zu erkennen ist. Als Konsequenz aus den niedrigeren Ladungszuständen in diesem Bereich lässt sich auch erkennen, dass sich am Ende dort etwas weniger höhere Ladungszustände (17+ und 18+) gebildet haben als in den heißeren Teilen. Dieser Effekt liegt jedoch im niedrigen einstelligen Prozentbereich. Demzufolge ist weder bei der Bestrahlung mit der Fundamentalwellenlänge noch mit der zweiten Harmonischen ein merklicher Einfluss der Inhomogenitäten auf die Ladungsverteilung der schweren Ionen im Plasma zu erwarten.

#### 4.4.2 Die Ladungsverteilung von Calcium bei beidseitiger Bestrahlung mit der Grundwellenlänge

Bevor in diesem Abschnitt auf die Ergebnisse der Vermessung der Ladungsverteilung von Calcium im Plasma eingegangen wird, wird zunächst die Kalibrierung und Charakterisierung des Ladungsspektrometers erläutert. Es wurde für das Experiment das Gesamtsystem bestehend aus den DBAs und den einzelnen Detektoren kalibriert. Hierzu wurden Kennkurven zur Verstärkung jedes DBAs bei den verschiedenen angelegten Verstärkungsspannungen aufgenommen. Anschließend wurden bei hoher Verstärkungsspannung Einzelteilchensignale aufgenommen und aus ihnen eine Verteilung der Signalflächen und der jeweilige Mittelwert für jeden Detektor errechnet. Diese wurde mit Hilfe der jeweiligen DBA-Kennkurve auf den Wert der Verstärkungsspannung im Experiment skaliert. Der Grund für dieses Vorgehen ist, dass bei der im Experiment angelegten Spannung die Einzelteilchensignale nicht zweifelsfrei vom Rauschen zu unterscheiden sind und aufgrund zu geringer Signalgrößen in diesem sonst auch Teilchen verloren gehen. Weiterhin wurde mit Hilfe des Umlenkmagneten vor dem Spektrometer der komplette Ionenstrahl nur unter Verwendung des Eingangsladungszustandes über den Detektor gefahren. Diese Methode führte zu identischen Ergebnissen wie die Einzelteilchenmessung, ist jedoch, je nach Stabilität der Ionenstrahlquelle, unter Umständen problematisch.

Weiterhin gestaltete sich in dieser „Kalibrierungsstrahlzeit“ die Einstellung des Ionenstrahls, wie be-



**Abbildung 4.17:** Ladungsverteilung von  $^{48}\text{Ca}$  bei 4,9 MeV/u in einer etwa 0,5  $\mu\text{m}$  dicken Kohlenstoffolie bei beidseitiger Bestrahlung mit Phelix und nhelix bei Energien von rund 35 J pro Strahl und einer Pulslänge von 8 ns. Zusätzlich ist der zeitliche Verlauf des Phelix- und des nhelix-Lasersystems bei den jeweiligen Experimenten dargestellt. Die gestrichelten Linien stellen die Gleichgewichtsladungsverteilung im Festkörper dar. Bei einer Messung sind die sehr großen Fehlerbalken in dieser Kampagne angedeutet.

reits in Abschnitt 4.2.2 angedeutet, als schwierig. In den Simulationen des Strahlzweigs mit Hilfe des Programms Mirko, die der Konstruktion des Spektrometers zu Grunde lagen, wurde eine bestimmte Konfiguration der Quadrupolmagnete (betreffend die Reihenfolge: horizontal fokussierend - defokussierend und umgekehrt) zu Grunde gelegt. Diese lag jedoch so am Messplatz entgegen der zuvor eingeholten Informationslage nicht vor. Für die Konfiguration in dieser Kampagne lies sich keine optimale Fokussierung des Strahls in der Detektorebene erreichen. Weiterhin ist die vertikale Apertur des Umlenkmagneten vor dem Spektrometer deutlich geringer als die der vorangehenden Dipole in der Strahlführung. Dies führte dazu, dass sich mit dieser Anordnung keine optimale Fokussierung auf die einzelnen Detektoren mit der ursprünglichen Auslegung von 7x20 mm<sup>2</sup> Fläche finden ließ, weshalb diese in der letztlich verwendeten Einstellung teilweise, abhängig vom jeweiligen Ladungszustand, auf der Höhenachse von der Apertur des Umlenkmagneten beschnitten wurden. Somit mussten die aufgenommen Ladungsverteilungen aufgrund der ladungszustandsabhängigen Reduzierung des Strahlstroms zu einer anderen Messung skaliert werden. In [SKA<sup>+</sup>05] wurde die Ladungsverteilung von Calcium bei der gleichen Energie in kalten Kohlenstoffolien vermessen, weswegen die Ergebnisse in dieser Veröffentlichung als korrekte Werte angenommen und die gemessenen Kaltfolienverteilungen somit korrigiert wurden. In der direkten Messung war der Eingangsladungszustand 18+ überrepräsentiert, da dieser die geringsten räumlichen Abmessungen hatte. Eine Umpolung der Quadrupolmagnete und der Bau weiterer Diamanten mit etwas breiteren Detektorflächen, um auf die tatsächlich im Experiment erreichbare geometrische Form der Ladungsverteilung in der Detektorebene flexibler reagieren zu können, hat dieses Problem inzwischen behoben. Somit konnten im anschließenden Abschnitt 4.3 die kompletten Strahlen



---

ohne Korrekturfaktoren aufgenommen werden.

Die nun vermessene – wie oben beschrieben leicht korrigierte – Ladungsverteilung ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Die Zeitachse wurde wie in Abbildung 4.9 gewählt. Für Zeiten kleiner 0 ns sind die Werte für die kalte Folie dargestellt. Dort ist zu erkennen, dass die Ladungsverteilung am stärksten durch den Eingangsladungszustand geprägt ist. Die beiden nächsten Nachbarzustände tragen weitere 30 % (17+) bzw. 15 % (19+) bei. Mit Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung wird zunächst ein kurzzeitiges Anwachsen der niedrigeren Ladungszustände 16+ und 17+ beobachtet, wohingegen 18+ und 19+ etwas sinken. Mit fortschreitender Zeit wird die Ladungsverteilung immer schmäler, so dass diese zum Großteil durch den Eingangsladungszustand determiniert ist (60 %). Alle benachbarten Ladungszustände sinken, unabhängig ob höher oder niedriger. Die gestrichelten Linien stellen dabei zum Vergleich den Gleichgewichtsladungszustand in kalter Materie dar. Ein Einfluss der Inhomogenitäten zu Beginn der Plasmabildung ist nicht zu erkennen und war wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert auch nicht zu erwarten. Dies ist ein weiteres experimentelles Argument für die Richtigkeit der Erklärung der Abweichung der Energieverlustdaten zu frühen Zeiten durch die Anwesenheit der massiven Inhomogenitäten im Plasma. Nach Ende der Laserpulse beginnt der Anteil der niedrigeren Ladungszustände wieder zu wachsen, da die Dichte des Plasmas weiter reduziert wird und bei den etwas niedrigeren Temperaturen dieses teilweise zu rekombinieren beginnt. Insgesamt lässt sich also mit dem Spektrometer durchaus ein Plasmaeffekt auf die Ladungsverteilung beobachten und die Messungen untereinander zeigen auch ein konsistentes Bild, wenngleich die Schwankungen der Messwerte größer sind als erwartet. Durch das etwas stärkere Absinken des Ladungszustandes 17+ im Vergleich zum Ladungszustand 19+ im Plasma ist der sich einstellende mittlere Ladungszustand im Plasma sogar etwas höher als im Festkörper. Diese Systematik lässt sich erkennen, allerdings muss darauf hingewiesen werden, dass die auftretenden Veränderungen zu einem großen Teil im Rahmen der Fehlerbalken liegen. Diese sind bei einer Messung angedeutet. Zwecks Übersichtlichkeit der Grafik wurde für die weiteren Datenpunkte auf das Hinzufügen der Fehlerbalken verzichtet. Im nachfolgenden Experiment, in dem eine verbesserte Transmission, ein größerer Strahlstrom aufgrund einer stärkeren Quelle und insbesondere die Beschneidung des Strahls vermieden wurde, fallen die Fehler deutlich geringer aus. Somit liegt der Verdacht nahe, dass diese durch den geringen die Detektoren erreichenden Strahlstrom im Experiment begründet sind.

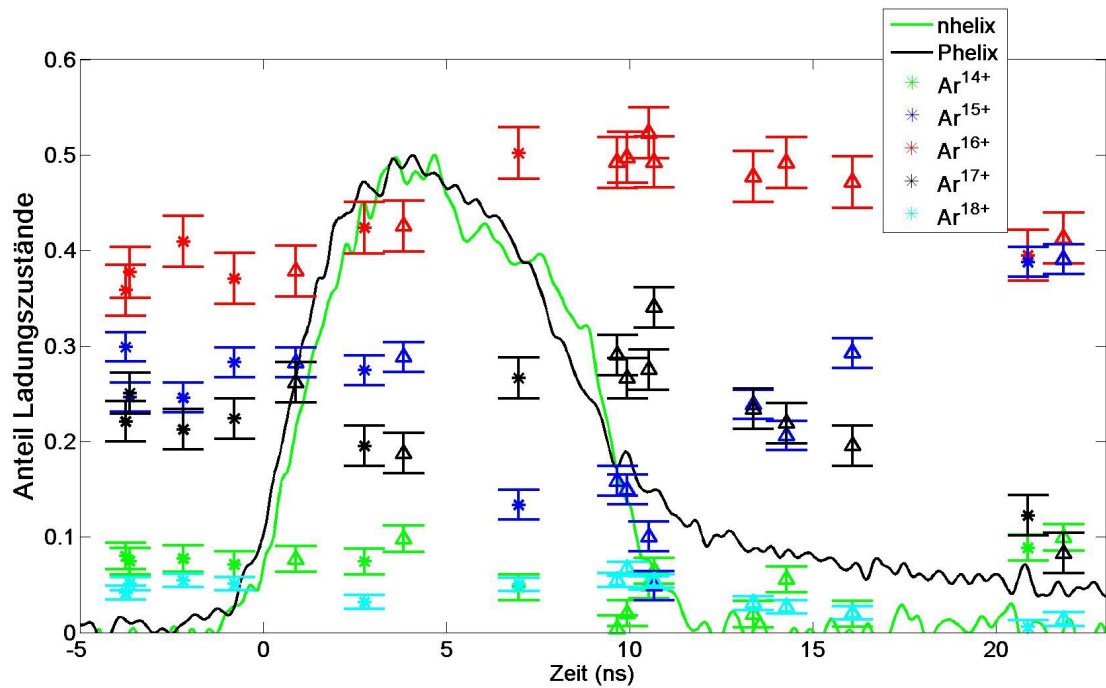
---

#### 4.4.3 Die Ladungsverteilung von Argon bei beidseitiger Bestrahlung mit der zweiten Harmonischen

---

In Abbildung 4.18 ist die zeitliche Entwicklung der vermessenen Ladungsverteilung von Argon nach Durchquerung des Targets aufgetragen. Vermessen wurden dabei die Ladungszustände 14+ bis 18+, die gemäß der Theorie über 98 % der Ladungsverteilung ausmachen. Wie zu erkennen, fallen die Fehlerbalken der Ladungsverteilung im Vergleich zu Abbildung 4.17 im vorangegangenen Abschnitt deutlich kleiner aus, was durch den höheren Strahlstrom in dieser Kampagne zu erklären ist. In den Fehlerbalken sind ebenfalls die Schwankungen der verschiedenen Schüsse untereinander berücksichtigt, die sich aufgrund leicht verschiedener Mittelwerte von Messung zu Messung ergeben. Sie sind jedoch wie zu erwarten nur äußerst gering. Dies spricht dafür, dass sich schon bei einer Foliendicke von 0,5 µm bereits eine Gleichgewichtsladungsverteilung im Festkörper eingestellt hat. Allerdings kam es im Rahmen dieser Experimentkampagne zu Veränderungen in der Strahlage des Beschleunigers, verursacht durch Modifikationen am Hauptexperiment. Diese wurden nur unzureichend korrigiert, weshalb das Spektrometer nicht mehr optimal getroffen wurde, was anschließend in der Auswertung sichtbar wurde. Jener Fakt betrifft die in Abschnitt 4.3.3 vorgestellten Messungen zum Energieverlust nicht, die zur Ladungsverteilung in diesem Abschnitt hingegen schon. Deshalb war für einige Experimente die anschließende Skalierung der aufgenommenen Ladungsverteilung auf die Messungen zur Ladungsverteilung in der kalten Folie notwendig. Sie ist unproblematisch, etwaige Veränderungen werden problemlos detektiert. Das ist auch der Grund, warum auf den zusätzlichen Zeitaufwand zur erneuten Justage während des Experiments





**Abbildung 4.18:** Ladungsverteilung von Argon bei 4 MeV/u im Festkörper und im Plasma.

verzichtet wurde. Trotzdem sind diese skalierten Daten in der genannten Abbildung zur Unterscheidung mit einem Dreieck markiert. Die unveränderten, direkt aus der durch Integration der Signalfächen gewonnenen Daten, sind die mit einem Stern als Markierung zwischen den Fehlerbalken. Im Unterschied zu Abschnitt 4.4.2 gehen in die Skalierung keine fremden, sondern nur die mit dem Spektrometer selbst gewonnenen Daten ein. Der Zeitpunkt 0 ns wurde erneut auf 20 % der Laseranstiegflanke des nhelix-Lasers gelegt. Aufgrund der großen Anzahl an Experimenten in diesem Bild sind exemplarisch je ein zeitlicher Verlauf von Phelix und nhelix dargestellt. Die zeitlichen Schwankungen der Laseranstiegflanken untereinander betrugen weniger als 1 ns. Der scheinbar deutlich langsamere Abfall des Phelixdiodensignals ist dabei durch die Diode begründet. Für Zeiten kleiner als 0 ns ist die Ladungsverteilung konstant. Sie wird leicht dominiert vom Eingangsladungszustand mit etwa 37 %. Etwas geringere Anteile von ca. 27 % bzw. 23 % weisen die beiden Nachbarn 15+ bzw. 17+ auf, wohingegen die Ladungszustände am Rand 14+ und 18+ mit ca. 7 % und 5 % nur eine geringe Rolle spielen. Hier sind aufgrund der geringeren Teilchenzahlen die relativen Schwankungen etwas größer. Die stark besetzten Ladungszustände weisen im Bereich des Festkörpers untereinander Fluktuationen in der Signalfäche von 6-8 % auf, was im Bereich der in Abschnitt 3.3.1 formulierten Erwartungen liegt. Direkt zu Beginn der Bestrahlung des Targets mit den beiden Heizlasern ändert sich zunächst wenig an der Ladungsverteilung. Ein leichter Anstieg des Eingangsladungszustandes im Vergleich zu den höheren ist zu erkennen, allerdings ergeben sich zunächst keine größeren Veränderungen. Mit weiter fortschreitender Laser-Plasma-Wechselwirkung jedoch beginnen die im Vergleich zum Eingangsladungszustand niedrigeren Ladungszustände 14+ und 15+ merklich zu sinken, wohingegen der Eingangsladungszustand selbst als auch die höheren zu wachsen beginnen. Nach ca 8-10 ns ergibt sich für erstere eine Art Minimum, für zweitere ein Maximum. Danach beginnt der Anteil der niedrigeren Ladungszustände wieder zu steigen, wohingegen die höheren erneut sinken. Dies ist durch das Ende des Heizlaserpulses und der langsam einsetzenden Rekombination des Plasmas sowie durch die Abnahme der Flächenbelegung des Targets zu erklären. Eine detaillierte Analyse und Interpretation der hier gewonnenen Messdaten mit Hilfe der Theorie erfolgt in Abschnitt 5. Insgesamt ergibt sich ein sehr systematisches und zusammenhängendes Bild mit deutlich geringeren Schwankungen im Vergleich zu Abbildung 4.17. Es wurden somit in dieser Experimentgeometrie zu verschiedenen

---

Zeiten tatsächlich höhere Ladungszustände im Plasma, nicht nur im Vergleich zum kalten Gas, sondern insbesondere im Vergleich zum Festkörper gemessen.

---

#### 4.5 Fazit

---

Zusammenfassend wurde in diesem Kapitel eine kontinuierliche Entwicklung und Verbesserung des Experiments und der Qualität der so gewonnenen Daten vorgestellt. Der Übergang zur Heizung von beiden Seiten, wie in der vorliegenden Arbeit erstmals durchgeführt, insbesondere unter Verwendung der zweiten Harmonischen der beiden Lasersysteme, zeigt genau die Systematiken, die sich aus der Theorie bzw. der Simulation der Laser-Plasma-Wechselwirkung ergeben. Deshalb kann mit einer großen Sicherheit von der Richtigkeit der in den Abschnitten 4.1.1 und 4.3.1 vorgestellten Erklärung ausgegangen werden. Die zuletzt gewonnenen Daten für den Energieverlust weisen keinen Rückgang zu Beginn mehr auf, und bereits während der Laser-Plasma-Wechselwirkung wird genau zum mit Hilfe von Hydrodynamiksimulationen vorhergesagten Zeitpunkt eine maximale Überhöhung des Energieverlustes gemessen. Wie gut die Daten quantitativ erklärt werden können, dieser Frage wird in den Kapiteln 5 und 6 nachgegangen. Hierzu muss zunächst ein theoretisches Modell entwickelt werden, das in den folgenden Kapiteln vorgestellt wird.

---

## 5 Die theoretische Beschreibung der Umladung von Schwerionen in Plasmen

In diesem Kapitel wird ein ausführliches Programm zur Berechnung der Ladungsverteilung von Schwerionen in Plasmen vorgestellt. Dabei wird zunächst die Notwendigkeit einer schalenabhängigen Beschreibung von Projektil und Ladung erläutert. Anschließend werden die für diese Arbeit wesentlichen Punkte des Programms ETACHA [RVS96] kurz vorgestellt, das die Grundlage der Entwicklung eines Codes zur Berechnung der Ladungsverteilung von schweren Ionen in Plasmen bildet. Die von ETACHA berechneten Wirkungsquerschnitte erfahren zunächst eine Korrektur für kalte Materie, im Anschluss wird die Entwicklung eines Monte-Carlo-Programms mit modifizierten Wirkungsquerschnitten für die Umladung dargelegt. Diese Modifikationen werden erläutert, ein besonderes Augenmerk wird dabei der dielektronischen Rekombination zukommen. Die Auswirkungen werden über verschiedene Parameterbereiche untersucht und eventuelle Probleme und Grenzen der Modellierung aufgezeigt. Der Einfluss gekoppelter Prozesse, wie Anregung und anschließender Ionisation des Projektils sowie die Rekombination in höhere Schalen und anschließendem Zerfall in Konkurrenz zu einer erneuten Ionisation werden ausführlich erläutert. Der Einfluss dieser Prozesse, die sich nur durch die Betrachtung der einzelnen Schalen des Projektils und des Wechselspiels verschiedener Prozesse gewinnen lassen, führt zumindest teilweise zu Ergebnissen, die den ursprünglich formulierten Erwartungen aufgrund des Verhaltens der Wirkungsquerschnitte für direkte Ionisation und Rekombination in Plasmen widersprechen.

---

### 5.1 Die Ratengleichung der Umladung

---

Dringt ein Schwerion in Materie ein, so erfährt es unter anderem einen Energieverlust und – stark abhängig von seiner Geschwindigkeit – steigt oder sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass es zu einer Ladungszustandsänderung kommt. Für die Umladung existiert eine Vielzahl an Prozessen. Die für diese Arbeit maßgeblichen sind bereits in Abschnitt 2.2.3 vorgestellt worden. Unabhängig vom konkreten Prozess stellt sich eine statistische Verteilung ein, die sich im Target dynamisch ändert. Eine solche Größe lässt sich mit Hilfe einer Ratengleichung beschreiben.

$$\frac{df_i}{dx} = \sum_j f_j(x) \cdot \sigma_{ji} - f_i(x) \sum_j \sigma_{ij}. \quad (5.1)$$

Hierbei steht  $\sigma_{ij}$  für den Wirkungsquerschnitt des Umladungsprozesses  $q_i \rightarrow q_j$ .  $f_i$  ist dabei der Anteil des entsprechenden Ladungszustandes  $q_i$ . Dies ist die zunächst einfachst mögliche Weise der Beschreibung, die jedoch schon eine Vielzahl an Effekten beinhaltet. In dieser Arbeit ist aufgrund der starken Expansion des Targets im Experiment die Beschreibung der Abhängigkeit der Umladung von unterschiedlichen Dichten des Targets wichtig. Deshalb müssen sowohl die verschiedenen Elektronenpopulationen der Schalen des Projektils als auch die Umladungsquerschnitte für diese Schalen berechnet werden. Aufgrund der sich einstellenden Gradienten in den Plasmaparametern ergibt sich die Notwendigkeit zur Modellierung gekoppelter Prozesse. Dies betrifft die Beiträge von Anregung und anschließender Ionisation oder den Einfang von Elektronen in höhere Schalen und anschließendem Zerfall in niedrigere Energieniveaus. Da die Bindungsenergien von Schale zu Schale stark variieren, ergeben sich hier deutliche Effekte. Weiterhin ist im Fall von Plasmen zwecks Modellierung des Ionisationsgrades auch eine schalenabhängige Beschreibung des Targets zumindest in Teilen notwendig. Dies führt zu einer massiven

Vervielfachung der Anzahl der Differentialgleichungen, da die  $f_i$  nun abhängig von der genauen Elektronenkombination des Projektils sind. Eine vollständige Beschreibung des Projektils mit allen Schalen und erdenklichen Konfigurationen ist in der Praxis nicht möglich. Für Vielelektronensysteme entfernen sich die theoretisch berechneten Werte für verschiedene Umladungsquerschnitte je nach Modell sehr schnell weit von der Realität. Für Ionen im hier betrachteten Energiebereich sind jedoch nur noch wenige Elektronen tatsächlich am Kern des Projektils gebunden, was zu einer deutlichen Verringerung der Anzahl der benötigten Schalen führt. Ein Ansatz zur Berechnung der Ladungsverteilung und Lösung der genannten Ratengleichung, wie er in ETACHA realisiert wurde, wird im übernächsten Abschnitt vorgestellt. Zunächst sollen jedoch kurz das Slatersche Atommodell und die im weiteren Verlauf häufig verwendeten Slaterzahlen vorgestellt werden.

## 5.2 Das Slatersche Atommodell und Slaterzahlen

Wie im vorigen Abschnitt erläutert, sind die Wirkungsquerschnitte für die Ladungsaustauschreaktionen stark von der Schale und damit von der Bindungsenergie abhängig. Bei der Beschreibung von Atomstrukturen in ETACHA kommt an allen Stellen, wo beispielsweise verschiedene Abschirmungen von Projektil und Target durch Elektronen eine Rolle spielen, das Slatersche Atommodell [Sla30] zum Einsatz. Dieses Modell besitzt den Vorteil, dass es eine sehr schnelle Berechnung der benötigten Parameter ermöglicht und im Rahmen der benötigten Genauigkeit hinreichend genaue Ergebnisse liefert. Es basiert auf der Annahme wasserstoffähnlicher Wellenfunktionen, wobei je nach Schalenkonfiguration modifizierte Hauptquantenzahlen  $n^*$  verwendet werden, die damit die Abschirmung des Kernpotentials durch weitere gebundene Elektronen modellieren. Der radiale Anteil der Slater-Wellenfunktion lautet somit:

$$R_{n^*}(r) = \left(\frac{r}{a_0}\right)^{n^*-1} \exp\left(\frac{Z-s}{n^*} \cdot \frac{r}{a_0}\right) \quad (5.2)$$

Hierbei stehen die Größen  $Z, s, a_0$  für die Kernladungszahl, die Abschirmkonstante und den Bohr'schen Radius. Sowohl die Abschirmkonstanten als auch die angepassten Hauptquantenzahlen sind durch semiempirische Größen gegeben:

Hauptquantenzahl $n$	1	2	3	4	5	6
mod. Hauptquantenzahl $n^*$	1	2	3	3,7	4,0	4,2

Die Hauptschalen werden zusätzlich in mehrere Gruppen unterteilt, wobei die jeweiligen s- und p-Orbitale zusammengefasst, d- und f-Orbitale jedoch von diesen unterschieden werden. Die Abschirmkonstante  $s$  berechnet sich nach den folgenden Regeln:

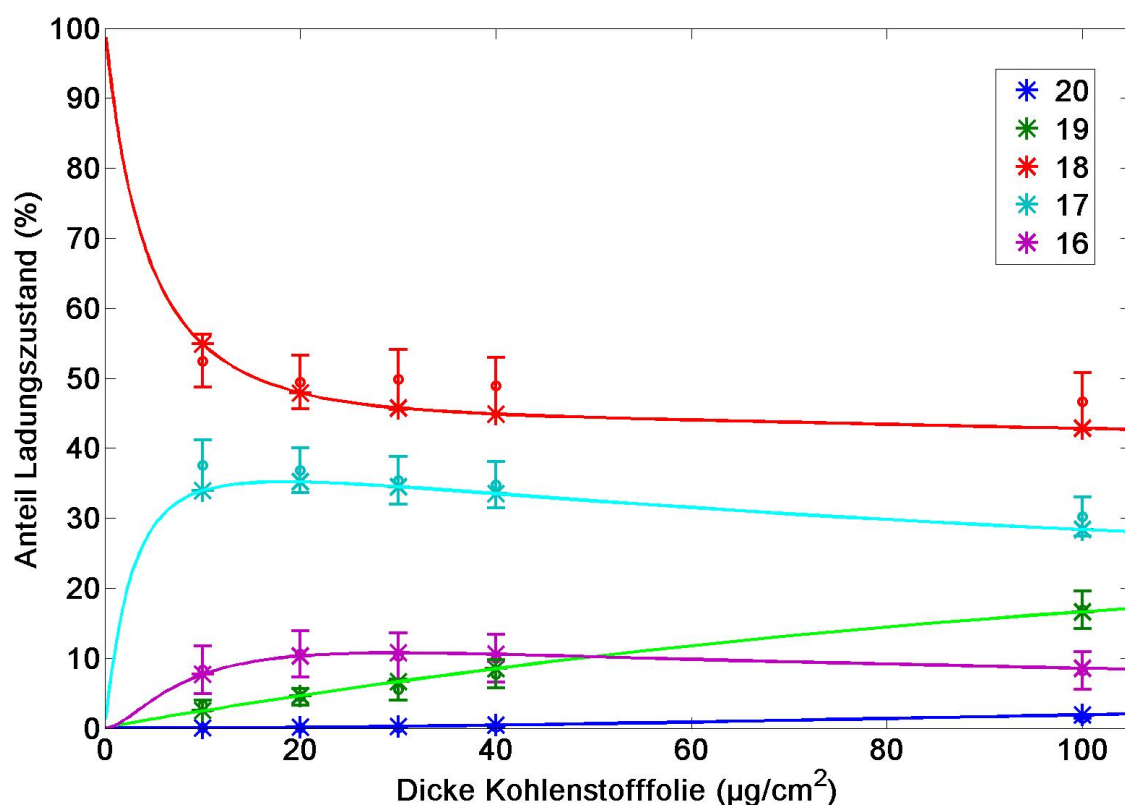
- Keine Beiträge zur Abschirmung von weiter außen gelegenen Schalen
- Ein Beitrag von 0,35 von jedem Elektron mit der gleichen Hauptquantenzahl, für 1s-Elektronen beträgt dieser Wert 0,30.
- Ist das betrachtete Orbital ein sp-Orbital, so trägt jedes Elektron der nächstinneren Schale mit 0,85 zur Abschirmung bei, jedes weiter innen gebundene Elektron mit 1,0.
- Für d- und f-Orbitale trägt jedes weiter innen gebundene Elektron mit 1,0 zur Abschirmung bei.

## 5.3 Der ETACHA code

Wie bereits in den vorherigen Abschnitten erwähnt, handelt es sich bei ETACHA um ein Programm zur Berechnung der Ladungsverteilung von schweren Ionen in Materie. Die Besonderheiten sind dabei die

folgenden: Die Anzahl der betrachteten Schalen wird auf drei Schalen begrenzt, wobei die K-, L- und M-Schalen jeweils in die Unterschalen 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, und 3d aufgespalten werden. Der Hintergrund ist, dass bei Ionen genügend hoher kinetischer Energie nur wenige gebundene Elektronen existieren. Je höher die Hauptquantenzahl der Schale und somit je geringer die Bindungsenergie, umso größer ist die Ionisationswahrscheinlichkeit für dort gebundene Elektronen. Um den Rechenaufwand moderat zu halten, werden alle Elektronen, die in höhere Schalen als die M-Schale angeregt werden, als ionisiert betrachtet. Auch erfolgt aus dem gleichen Argument der postulierten sofortigen Ionisation der hoch angeregten Zustände, dass für diese keine Rekombinationsquerschnitte betrachtet werden müssen. Diese sind im konkreten Fall, in Anlehnung an das in dieser Arbeit durchgeführte Experiment, mit einem im Vergleich zum Target schweren Projektil sehr viel größer als für niedrige Schalen. Es wird jedoch angenommen, dass die dort eingefangenen Elektronen, aufgrund der höheren Lebensdauer hoch angeregter Zustände, noch deutlich vor einem Zerfall in tiefere, energetisch gesehen stabilere Niveaus erneut direkt ionisiert werden. Dies reduziert die Anzahl der Ratengleichungen enorm. Aber selbst mit dieser Begrenzung auf die besagten sechs Unterschalen bleiben noch insgesamt 14553 mögliche Zustände eines jeden Projektils. In ETACHA selbst werden, um eine Lösung dieser gekoppelten Differentialgleichungen zu ermöglichen, die ersten beiden Schalen von der M-Schale getrennt und erst hinterher wieder zusammengefügt. Somit ergeben sich letztlich für K und L ( $3 \times 3 \times 7$ ) sowie für M ( $3 + 7 + 11$ ) nun nur noch 84 Zustände. Für Details hierzu sei [RVS96] empfohlen. ETACHA selbst wurde für Projektilkernladungszahlen im Intervall von  $Z=1-28$  entwickelt und im Energiebereich von 10-80 MeV/u erfolgreich getestet. Wie in [Bla98] gezeigt und im folgenden Abschnitt beschrieben, kann mit Hilfe einer weiteren Skalierung der Wirkungsquerschnitte der Anwendungsbereich mit guten quantitativen Ergebnissen auch auf die etwas niedrigeren Energien in dieser Arbeit ausgedehnt werden. Die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Ladungsaustauschreaktionen von ETACHA werden dabei mit Hilfe der folgenden, nicht rechenzeitintensiven Verfahren berechnet:

- Der strahlungsfreie Elektroneneinfang NRC wird über eine analytische Näherung aus der Eikonalnäherung ([MAE<sup>+</sup>85]) mit relativistischen H-Wellenfunktionen berechnet.
- Zur Bestimmung des radiativen Elektroneneinfangs REC wird die Bethe-Salpeter-Formel mit H-Wellenfunktionen verwendet ([BS57]).  
Die so bestimmten Rekombinationsquerschnitte werden anschließend in beiden Fällen mit der Anzahl der in der jeweiligen Schale vorhandenen Löcher skaliert (Unabhängiges-Elektron-Modell [RCP<sup>+</sup>89]).
- Der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation aus einer Unterschale wird in der „plane-wave Born approximation“ (PWBA) [KCM69, Cho73] berechnet. Das Projektil wird dabei als ebene Welle beschrieben. Die gebundenen Elektronen werden durch gemäß des Slatermodells abgeschirmte Wasserstoffwellenfunktionen beschrieben. „Screening-“ und „Anti-screening“-Effekte durch die gebundenen Targetelektronen werden gemäß [Anh85] berücksichtigt. „Anti-screening“ entspricht der Ionisation des Projektils durch die Wechselwirkung mit dem Feld des gebundenen Targetelektrons. Der gefundene Wert wird mit der Anzahl der gebundenen Elektronen in der jeweiligen Schale skaliert.
- Die Anregung wird ebenfalls in der PWBA berechnet. Der resultierende Wirkungsquerschnitt ist jedoch proportional sowohl zur Anzahl der gebundenen Elektronen in der Ausgangsschale als auch zur Anzahl der Löcher in der Endschale. Anregungen in höherenergetische Schalen als die M-Schale werden zur Ionisation hinzugefügt.
- Radiative und Augerzerfallsraten werden aus Tabellen entnommen [BS57, Kra79a].



**Abbildung 5.1:** Ladungsverteilung von Calcium bei 4,9 MeV/u in Kohlenstofffolien der angegebenen Dicke. Weiterhin sind die Ergebnisse der Berechnungen mit ETACHA als durchgezogene Linien unter Verwendung der angepassten Wirkungsquerschnitte angegeben.

#### 5.4 Experimentelle Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Umladung in kalter Materie

Die theoretische Beschreibung der Ladungsverteilung von Schwerionen in Materie ist eine komplexe Aufgabe. Bereits ETACHA für hohe Energien verwendet hierfür eine Reihe moderner Theorien wie im obigen Abschnitt geschildert. Die Ergebnisse des Codes sind dabei relativ gut, jedoch ergeben sich insbesondere für Energien unter 10 MeV/u bei den hier untersuchten Projektilen merkliche Abweichungen von den experimentellen Ergebnissen. Deshalb wird im Rahmen dieser Arbeit versucht, die theoretisch berechneten Werte von ETACHA zu korrigieren. Das geschieht dabei wie im Folgenden beschrieben.

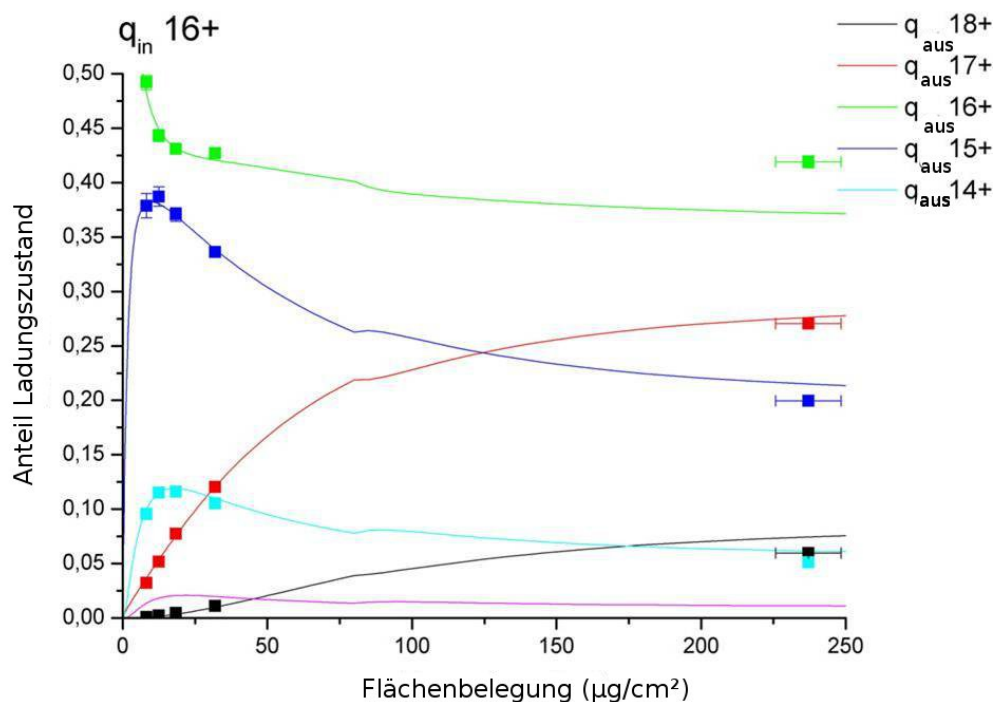
Die sich einstellende Ladungsverteilung des Projektils hängt von der Größe der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen an der Umladung beteiligten physikalischen Prozesse ab. Nach einer genügend großen Eindringtiefe in Materie stellt sich – wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben – ein dynamischer Gleichgewichtsladungszustand ein. Dieser ist prinzipiell durch das direkte Verhältnis zwischen sämtlichen Ionisations- und Rekombinationswahrscheinlichkeiten bestimmt. Eine Multiplikation sämtlicher Querschnitte mit einer beliebigen Zahl führt also zu keiner Änderung des sich einstellenden Ladungszustandes. Somit lässt sich aus einer einfachen Messung der Gleichgewichtsladungsverteilung nur das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bestimmen, jedoch nicht deren absolute Größe. Bei sehr geringen Foliendicken ist dies jedoch anders. Wie in Abbildung 5.2 zu erkennen, muss der Ionenstrahl eine gewisse Strecke Materie durchqueren, bis sich tatsächlich ein Gleichgewicht in der Ladungsverteilung einstellt. Während dieser Nichtgleichgewichtsphase bei nur geringen Mengen durchquerter Materie ist jedoch das Verhältnis zwischen – im Folgenden vereinfacht gesprochen – Ionisation und Rekombination nicht fest. Eine verschiedene Größe der Querschnitte trotz gleichem Verhältnis würde zu unterschiedlich schnellem



Anwachsen und Ausbilden der Ladungsverteilung führen. Das Anpassen der Wirkungsquerschnitte in ETACHA und Lösen der 84 Ratengleichungen zur Bestimmung der sich einstellenden Ladungsverteilung erlaubt damit die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte aus den experimentellen Daten, die aus der Vermessung sehr dünner Folien gewonnen wurden. Allerdings ist diese Methode aufgrund der prinzipiell großen Zahl der freien Parameter nicht eindeutig, und zwar auch unabhängig von der Anzahl der aufgezeichneten experimentellen Datenpunkte, da verschiedene Prozesse teilweise das gleiche Verhalten der Ladungsverteilung bewirken. Allerdings sind im Fall der Wechselwirkung des Ionenstrahls mit kalter Materie einige wenige Prozesse als dominant auszumachen. Weiterhin liefert die Theorie Ergebnisse, die eine freie Skalierung verschiedener Parameter deutlich beschränken. Auch sind die „Fehler“ bei den verwendeten Rechenmethoden qualitativ bekannt. So liefert die PWBA für Ionisation und Anregung bereits meist sehr gute Ergebnisse, wohingegen die Eikonalnäherung für den nicht-radiativen Einfang zu kleine Werte liefert. Zur Anpassung der Ladungsverteilung wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Optimierung in Matlab entwickelt. Diese bindet ETACHA in Matlab ein und skaliert dabei die von ETACHA berechneten Wirkungsquerschnitte. Begonnen wird dabei mit den rein theoretischen Ergebnissen des Codes. Dann werden für eine grobe Anpassung zunächst nur 2 Parameter variiert, nämlich nur die Ionisations- und Rekombinationsquerschnitte für alle Schalen mit dem gleichen Faktor. Nach dieser ersten Anpassung werden die Einfangsquerschnitte jeweils für die K-, L- und M-Schale untereinander variiert, um anschließend in einem engen Bereich um die dann gefundenen Werte noch einmal tatsächlich mit sechs Parametern eine feinere Anpassung vorzunehmen. Das bedeutet jeweils drei für die Ionisation und drei für die Rekombination der genannten Schalen. Die Unterschalen untereinander werden dabei nicht variiert sondern bleiben gemäß den Ergebnissen von ETACHA verknüpft. Die Ergebnisse dieser Anpassung sind in Abbildung 5.1 für Calcium bei 4,9 MeV/u als durchgezogene Linien dargestellt. Wie dort zu erkennen, lässt sich durch die Optimierung eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Ergebnissen und skaliertem theoretischer Berechnung erzeugen. Die so gewonnenen Werte für die Wirkungsquerschnitte sind in der folgenden Tabelle aufgelistet. Sie beschreiben dabei im Fall von Ionisation und Anregung ein wasserstoffähnliches, im Fall der Rekombination den Fall eines vollionisierten Projektilions. Die Einheiten sind  $10^{-20} \text{ cm}^2$ .

Schale	1s	2s	2p	3s	3p	3d
Mech. Einfang	4,78	20,04	60,13	24,60	73,83	123,03
Rad. Einfang	0,15	0,02	0,02	0,01	0,01	0,00
Ionisation	2,14	61,86	68,20	156,06	156,06	156,06
Anregung nach $n > 3$	0,42	48,86	57,92	318,10	361,96	401,00
Anregung $1s \rightarrow 2s-3d$		0,53	1,93	0,10	0,34	0,03
Anregung $2s \rightarrow 2p-3d$			13,31	25,81	45,58	45,58
Anregung $2p \rightarrow 3s-3d$				4,46	15,39	79,89
Anregung $3s \rightarrow 3p-3d$					310,36	583,44
Anregung $3p \rightarrow 3d$						285,72

Für den radiativen Einfang wurden direkt die Werte der Bethe-Salpeterformel verwendet. Auch die Tabellenwerte in ETACHA für Zerfallsraten und Augerprozesse wurden unverändert gelassen. Für Argon bei 4 MeV/u wurde das besagte Prozedere bereits von Hand in [BRH06] durchgeführt, in diesem Fall jedoch nicht mit dem selbst-entwickelten Spektrometer sondern am „Helmholtz-Zentrum für Materialien und Energie“ in Berlin. Anhand dieser Daten wurde auch die oben vorgestellte Optimierung getestet und führte zu identischen Ergebnissen. Die Form der Ladungsverteilung ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Im Unterschied zu Abbildung 5.1 erkennt man, dass das Ausbilden der Ladungsverteilung etwas schneller voranschreitet. Dies ist durch die etwas geringere Projektilenergie und die etwas höherenergetischen Projektilschalen aufgrund der niedrigeren Kernladungszahl  $Z$  begründet. Dementsprechend sind auch die dort gewonnenen Wirkungsquerschnitte für Argon etwas größer als die für Calcium, welche in der folgenden Tabelle aufgelistet sind. Die Einheiten sind erneut  $10^{-20} \text{ cm}^2$ .



**Abbildung 5.2:** Entwicklung der verschiedenen Ladungszustände von Argon bei einer Energie von 4,0 MeV/u in Kohlenstoff bei einem Eingangsladungszustand von  $q_{in} = 16+$  aus [BRH06]. Die Linien entsprechen der aus den Ratengleichungen gewonnenen Lösung, die Quadrate den experimentellen Datenpunkten.

Schale	1s	2s	2p	3s	3p	3d
Mech. Einfang	11,00	26,90	95,60	57,60	156,50	290,40
Rad. Einfang	0,31	0,01	0,08	0,07	0,08	0,00
Ionisation	4,33	83,17	91,20	255,82	255,82	255,82
Anregung nach $n > 3$	0,84	59,42	69,34	406,37	453,91	484,18
Anregung $1s \rightarrow 2s-3d$		1,06	3,85	0,21	0,67	0,07
Anregung $2s \rightarrow 2p-3d$			15,49	15,49	26,42	54,35
Anregung $2p \rightarrow 3s-3d$				5,56	18,17	86,81
Anregung $3s \rightarrow 3p$					329,47	676,33
Anregung $3p \rightarrow 3d$						343,52

## 5.5 Etacha: Stöße mit Atomen/Ionen

Mit Hilfe des vorgestellten ETACHA-Codes und der im vorigen Abschnitt vorgestellten Anpassung der Wirkungsquerschnitte für kalte Materie lassen sich die so gewonnen experimentellen Daten für kalte Materie zufriedenstellend beschreiben. Um jedoch auch den Plasmafall beschreiben zu können, müssen die ETACHA-Rechenroutinen sowohl modifiziert als auch durch die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für kalte Materie ergänzt werden. Das Vorgehen wird in diesem Abschnitt vorgestellt. Weiterhin werden die sich aus diesen Anpassungen der Rechenroutinen ergebenden Änderungen im Detail untersucht. Abschließend wird der konkrete Aufbau des Monte-Carlo-Codes vorgestellt. Zunächst soll jedoch kurz die Lösung der Saha-Gleichung vorgestellt werden. Diese wird an verschiedenen Stellen verwendet,

um sowohl den Ionisationsgrad des betrachteten Kohlenstoffplasmas in Abhängigkeit von Dichte und Temperatur zu beschreiben als auch insbesondere die Ladungsverteilung der Plasmaionen.

### 5.5.1 Lösung der Saha-Gleichung

An verschiedenen Stellen in diesem und dem nächsten Abschnitt wird der Ionisationsgrad und oft auch die Ladungsverteilung der Plasmaionen benötigt. Zur Bestimmung dieser beiden Größen wird meist auf die Saha-Gleichung zurückgegriffen. Zu ihrer Lösung wird entsprechend der Methode aus [ZBD00] vorgegangen. Es lässt sich das folgende Gleichungssystem (Gl. 5.3 - 5.5) aufstellen:

$$\sum_{r=0}^Z \alpha_r = 1. \quad (5.3)$$

Hierbei steht  $\alpha_r$  für den Anteil des entsprechenden Ionisationsgrades  $r$  an der Gesamteilchenzahldichte  $n_H$ , definiert über  $\alpha_r = n_r/n_H$ . Die Gleichung stellt also eine Normierung dar.

$$\sum_{i=1}^Z i \alpha_i = Z_{av} \quad (5.4)$$

$Z$  entspricht der Kernladungszahl des Materials,  $Z_{av}$  dem durch die Gleichung definierten mittleren Ionisationsgrad des Plasmas, der Index  $i$  entspricht dem Ionisationsgrad des Kohlenstoffions.

$$\frac{\alpha_{r+1} Z_{av} n_H}{\alpha_r} = 2 \frac{U_{r+1}}{U_r} \left[ \frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{I_r}{k_B T}\right) = f_{r+1} \quad r = 0, 1, \dots, (Z-1) \quad (5.5)$$

Dies ist die Saha-Gleichung, die bereits auf Seite 9 als Gleichung 2.11 dargestellt wurde. Die Zustandssumme des Ionisationsgrades  $r$  wird hier mit  $U_r$  bezeichnet, die Boltzmannkonstante mit  $k_B$ , das Plancksche Wirkungsquantum mit  $h$  und die mittlere Ionisationsenergie des Ions der Ladung  $r$  mit  $I_r$ . Der in der obigen Gleichung mittlere Teil wird als  $f_{r+1}$  abgekürzt. Aus Gleichung 5.5 lässt sich die folgende Beziehung ableiten:

$$\alpha_{r+1} = \frac{\alpha_r}{Z_{av} n_H} f_{r+1} \quad (5.6)$$

Setzt man diese Relation rekursiv in Gleichung 5.4 ein, so ergibt sich die folgende Form für den neutralen Zustand  $\alpha_0$ :

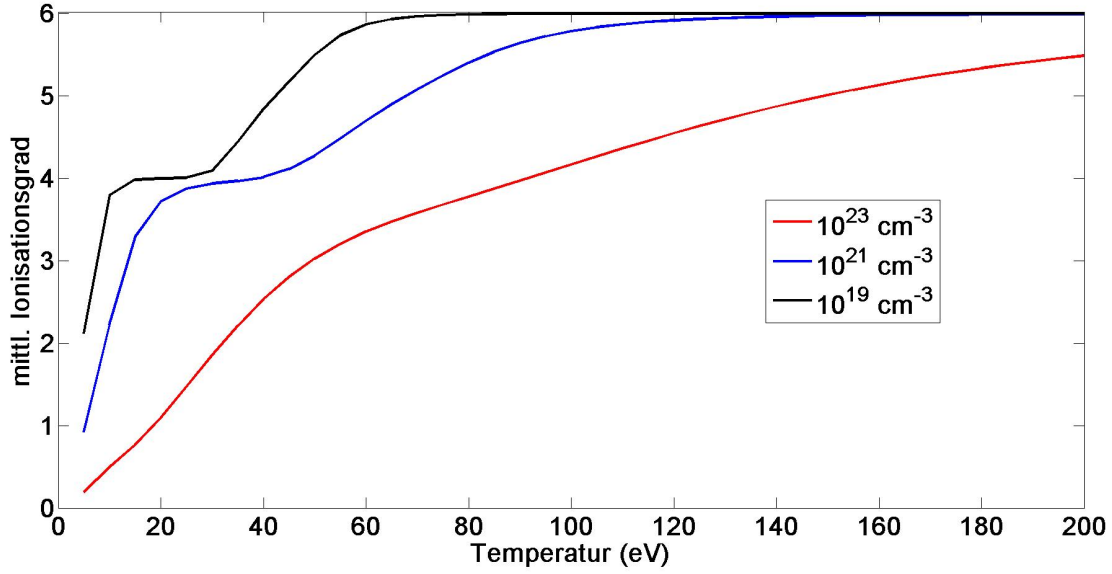
$$\alpha_0 = Z_{av} \left( \sum_{i=1}^Z \frac{i \prod_{j=1}^i f_j}{(Z_{av} n_H)^i} \right)^{-1} \quad (5.7)$$

Einsetzen in Gleichung 5.3 liefert die folgende Bestimmungsgleichung für die mittlere Ladung  $Z_{av}$

$$1 - Z_{av} \left( \sum_{i=1}^Z \frac{i \prod_{j=1}^i f_j}{(Z_{av} n_H)^i} \right)^{-1} \cdot \left[ 1 + \sum_{i=1}^Z \frac{\prod_{j=1}^i f_j}{(Z_{av} n_H)^i} \right] = 0 \quad (5.8)$$

Zur tatsächlichen Lösung dieser Gleichung wurden die Zustandssummen durch die statistischen Gewichte  $g$  im Grundzustand angenähert und ebenso wie die Ionisierungsenergien für Kohlenstoff aus [WFD96] entnommen. Das entstehende lineare Gleichungssystem kann anschließend gelöst werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Laserplasmen erstrecken sich über einen Parameterbereich der



**Abbildung 5.3:** Verlauf des mittleren Ionisationsgrades von Kohlenstoff bei verschiedenen Dichten in Abhängigkeit der Temperatur gemäß der Lösung der Sahagleichung.

Ionendichte startend von der Festkörperdichte bei  $n_I = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  über die kritische Dichte typischerweise bei etwa  $n_I = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  bis hin zur dünnen Plasmakorona von etwa  $n_I = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Da sich für diese charakteristischen Dichten einige Betrachtungen für das Verhalten der Umladungswirkungsquerschnitte anschließen, ist in Abbildung 5.3 der sich einstellende Ionisationsgrad im betrachteten Kohlenstoffplasma in Abhängigkeit von der Temperatur bei den genannten Dichten angegeben.

## 5.5.2 Ionisation und Anregung durch Stöße mit Ionen

### 5.5.2.1 Anpassung für Plasmen

Sowohl die Ionisation als auch die Anregung werden in ETACHA in der PWBA berechnet. Der für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte entscheidende Unterschied zwischen neutraler und ionisierter Materie ist die verschiedene Abschirmung des elektrischen Targetkernpotentials. In [Anh85] wird vorgeschlagen, die in den Wirkungsquerschnitt ohne Targetabschirmung quadratisch eingehende Targetkernladungszahl  $Z_T$  durch die folgende abgeschirmte Größe  $Z_T^2 \cdot S(q)$  zu ersetzen:

$$Z_T^2 \cdot S(q) = |Z_T - \sum_i \langle \psi_i | \exp(i\vec{q}\vec{r}) | \psi_i \rangle|^2 + Z_T - \sum_i |\langle \psi_i | \exp(i\vec{q}\vec{r}) | \psi_i \rangle|^2 \quad (5.9)$$

In der obigen Formel steht  $q$  für den Impulsübertrag während des Stoßes,  $\psi_i$  ist die Wellenfunktion des  $i$ -ten gebundenen Elektrons. Der erste Term der obigen Funktion beschreibt die Abschirmung des Projektilkerns  $Z_T$  durch die ihn umgebende Elektronenverteilung.  $\sum_i \langle \psi_i | \exp(i\vec{q}\vec{r}) | \psi_i \rangle$  entspricht dabei gerade dem elektrischen Formfaktor  $F_T(q, Z)$ , der u.a. in der Compton-Streutheorie auftritt. Der zweite Term beschreibt das „Anti-Screening“ und kann gemäß der genannten Arbeit in guter Näherung durch  $Z_T^2 - \frac{F_T^2}{Z_T}$  angenähert werden. Man erhält also die folgende Form:

$$Z_T^2 \cdot S(q) = |Z_T - F_T|^2 + Z_T^2 - \frac{F_T^2}{Z_T}. \quad (5.10)$$

Das Problem ist somit auf die Bestimmung des Formfaktors  $F_T$  zurückgeführt. Dieser kann aus Tabellen entnommen werden. Alternativ kann gemäß [NCR<sup>+</sup>90] die obige Gleichung durch die folgende Form angenähert werden:

$$Z_T^2 \cdot S(q) = \left( \frac{q^2}{q^2 + d^{-2}} \right)^2 + \frac{1}{Z_T} \left[ 1 - \left( \frac{d^{-2}}{q^2 + d^{-2}} \right)^2 \right] \quad (5.11)$$

Dies ist die Form, die im ETACHA-Code tatsächlich zur Beschreibung neutraler Materie Verwendung findet. Diese Funktion hängt nur noch vom Impulsübertrag während des Stoßes  $q$  und der Targetabschirmkonstante  $d$  ab, die über eine Thomas-Fermi-Abschätzung  $d = 0,885 \cdot Z_T^{-1/3}$  in atomaren Einheiten berechnet wird. Das elektrische Potential des Targets wird also letztlich durch ein Yukawa-Potential der Form

$$V(r) = \frac{Z_T}{r} \cdot \exp\left(-\frac{r}{d}\right). \quad (5.12)$$

beschrieben.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts für den Fall ionisierter Materie wird nun die Abschirmkonstante  $d$  auf neue Art und Weise bestimmt. Mit Hilfe des Hartree-Fock-Codes RCN ([Cow81]) wurden die Potentialverläufe von Kohlenstoffionen mit den Ionisationsgraden 1+ bis 6+ und des neutralen Atoms im jeweiligen Grundzustand berechnet. Diese Rechnungen berücksichtigen allerdings nur die Abschirmung durch gebundene Elektronen, jedoch nicht die durch freie. Die Abschirmlänge von positiven Ladungen durch freie Elektronen im Plasma entspricht der Debye-Länge. Für teilweise ionisierte Plasmen wird jedoch der Ionisationsgrad des Plasmas benötigt. Dieser wird mit Hilfe der Saha-Gleichung gewonnen.

Die resultierende Ladungsverteilung vom Targetmaterial im Plasmazustand hängt sowohl von dessen Temperatur als auch von dessen Dichte ab. Ebenso ist auch die Debye-Länge temperatur- und dichteabhängig. Daher wurde das folgende Vorgehen gewählt. Die tatsächlichen Stöße finden immer mit Ionen einer diskreten ganzzahligen Ladung statt. Deshalb wurden die Berechnungen der Debye-Länge nur für entsprechende Werte von  $Z_{av} = 1 - 6$  durchgeführt. Dies definiert für eine vorgegebene Ionendichte ebenso die im Plasma herrschende Temperatur. Diese Näherung ermöglicht für jeden Ionisationsgrad von Kohlenstoff die entsprechende Ladungsverteilung und damit auch die entsprechende Debye-Länge ausschließlich in Abhängigkeit der Dichte zu tabellieren. Ihre Auswirkungen sind unkritisch, kleinere Änderungen der Abschirmkonstanten bei der Ionisation, wie in Abschnitt 5.5.2.2 ausführlicher dargestellt ist, haben praktisch keinen Einfluss auf die Größe des Wirkungsquerschnitts.

Zur Berechnung der im Programm verwendeten Abschirmkonstanten  $d$  wird folgendermaßen vorgegangen: Das mit Hartree-Fock-Rechnungen bestimmte Potential der Ionen wird nach der jeweils bestimmten Debye-Länge als vollkommen abgeschirmt betrachtet und 0 gesetzt. An dieses künstlich erzeugte Potential wird ein Yukawa-Potential der Form 5.12 angepasst, wobei die Punkte mit  $x > \lambda_{De}$  höher gewichtet werden. Aus dem resultierenden Fit wird der Parameter  $d$  ausgelesen und in den Rechnungen verwendet. Die Abschirmkonstante wird dabei in Abhängigkeit der Ionendichte tabelliert, zwischen den Ionendichten wird linear interpoliert. Für neutralen Kohlenstoff wird die Abschirmkonstante analog ausschließlich unter Verwendung der Hartree-Fock-Berechnung verwendet. Diese wird zu  $d = 0,60 \text{ \AA}$  bestimmt, die oben genannte Thomas-Fermi-Abschätzung liefert einen Wert von  $d = 0,49 \text{ \AA}$ . Es kommt also durchaus zu gewissen Abweichungen, auf die berechneten Wirkungsquerschnitte für neutrale Materie hat dieser Unterschied jedoch nur einen sehr geringen Einfluss. Nur für die M-Schale ergeben sich Unterschiede im Prozentbereich (siehe Abschnitt 5.5.2.2). Bei dem mit Hilfe der Hartree-Fock-Rechnungen gefundenen Wert handelt es sich jedoch um den genaueren Wert im Vergleich zur einfachen Abschätzung mittels der Thomas-Fermi-Geschwindigkeit.

Bei jedem Stoß wird nun in der Wirkungsquerschnittsberechnung für Anregung und Ionisation mit Hil-

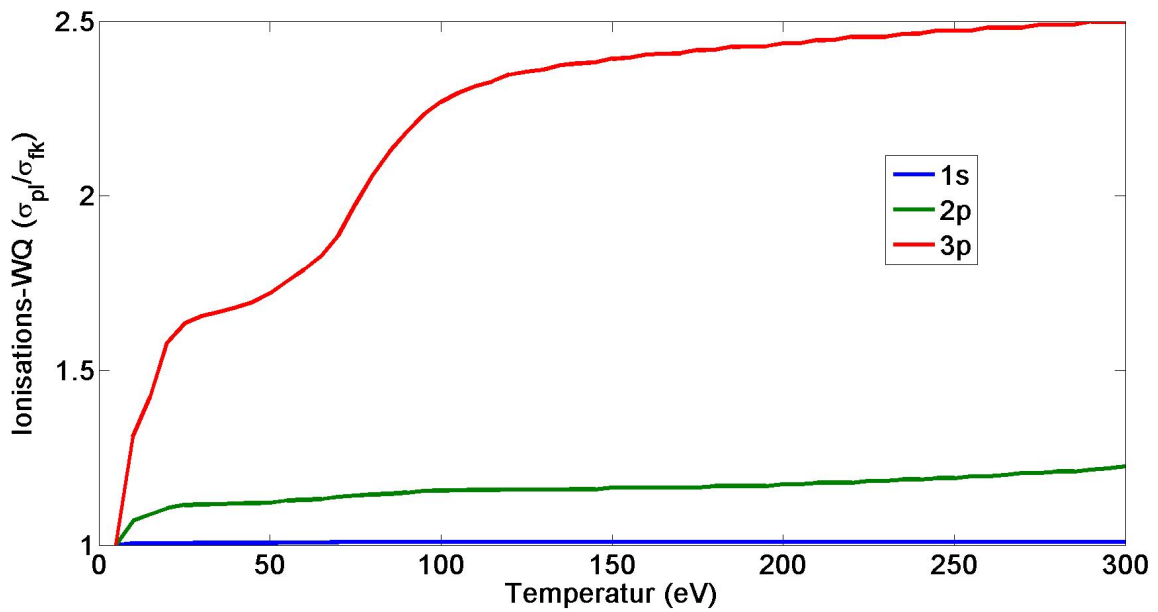
fe einer Zufallszahl entschieden, ob der Stoß bei nicht ganzzahligen mittleren Ionisationsgraden des Plasmas mit dem höher oder dem niedriger geladenen Stoßpartner stattfindet.

### 5.5.2.2 Abhängigkeit der Ionisationsquerschnitte von den Plasmaparametern

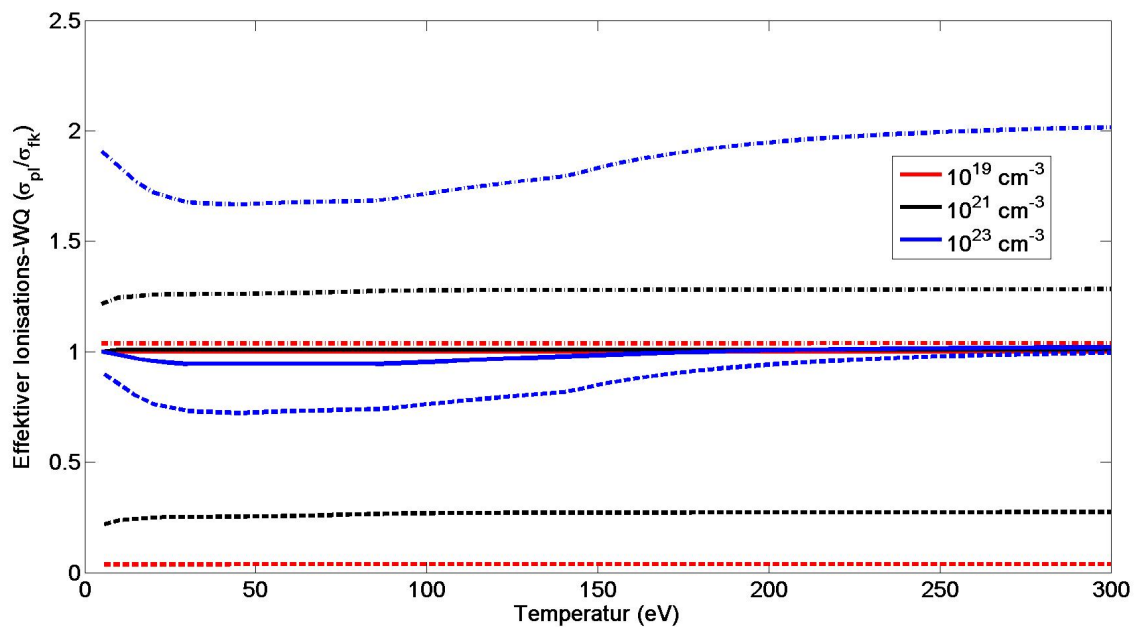
Die Auswirkungen der im vorigen Abschnitt dargestellten Änderungen auf die Berechnung der Ionisations- und Anregungsquerschnitte durch die Targetatome und in diesem Fall -ionen sollen in diesem Abschnitt anhand des Beispiels  $\text{Ar}^{15+}$  vorgestellt werden. Dieses liegt in den Untersuchungen in dem speziellen Zustand  $1s^1 2p^1 3p^1$  vor. Es ist also jeweils ein Elektron im 1s-, eines im 2p- und eines im 3p-Orbital gebunden. In Abbildung 5.4 ist der Verlauf der Wirkungsquerschnitte zur Ionisation der in den angegebenen Schalen gebundenen Elektronen in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur aufgetragen. Diese wurden zwecks besserer Erkennbarkeit auf die Werte für kalte Materie skaliert. Die Ionendichte im genannten Fall beträgt  $n_{\text{ion}} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , der zugehörige Ionisationsgrad kann Abbildung 5.3 entnommen werden. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, existieren deutliche Unterschiede im Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die verschiedenen Schalen. Dies ist in der verschiedenen Bindungsenergie begründet. Eine einfache Abschätzung für den benötigten Energieübertrag bei Stößen lässt sich für gewöhnlich mit Hilfe des adiabatischen Radius  $a = v_p \Delta\tau = \frac{v_p}{v_{\text{Bind}}}$  tätigen. Bei diesem handelt es sich gerade um den maximalen Stoßparameter, bei dem die Stoßzeit  $\Delta\tau$  die Schwingungsdauer des gebundenen Elektrons  $\frac{1}{v_{\text{Bind}}}$  überschreitet. Dabei steht  $v_p$  für die Projektilgeschwindigkeit. Zur Berechnung der Schwingungsfrequenz des Elektrons über die Bindungsenergie wurde wie in ETACHA das Slater-sche Atommodell verwendet. Die Ursache für die Änderung der Ionisationsquerschnitte im Plasma ist die im Vergleich zum Festkörper verschiedene Abschirmung des Feldes der Targetionen. Im Falle eines Plasmas wächst zumeist der mögliche Stoßparameter um noch eine Ionisation des Projektils zu ermöglichen, da für Plasmadichten unterhalb der Festkörperdichte die Debyelänge meist größer ist als die sich einstellenden Abschirmlängen im Festkörper. Mit Hilfe der Abschätzung des adiabatischen Radiuses für den Stoßparameter ergeben sich für den konkreten Fall Werte von  $a_{1s} = 0,26 \text{ \AA}$ , bzw.  $a_{2p} = 1,1 \text{ \AA}$  und  $a_{3p} = 2,97 \text{ \AA}$  für den beteiligten Stoßparameter. Im Fall des 1s-Orbitals liegt er damit unter dem Wert von ca.  $0,5 \text{ \AA}$  für kalten Kohlenstoff. Eine weitere Anhebung führt zu keinem weiteren Anstieg der Ionisationswahrscheinlichkeit, was auch die Rechnung ergibt. Nur sehr nahe Stöße tragen hier zur Ionisation bei. Im Fall des 2p-Orbitals lässt sich hingegen schon ein merklicher Zuwachs von etwa 20 % beobachten, der jedoch ab einer Temperatur von etwa 30 eV bereits in Sättigung läuft, wenn die Debye-Länge etwa den adiabatischen Wert überschreitet. Im Fall des 3p-Orbitals hingegen führen die schwächere Bindung und der erneut gewachsene maximal mögliche Stoßparameter zu einem deutlichen Anstieg der Ionisationswahrscheinlichkeiten bis zu einem Faktor 2,5. An der Form des Querschnitts ist auch der Verlauf des Ionisationsgrades des Targets zu erkennen, da dieser in die Debye-Länge sowohl direkt als auch über die freie Elektronendichte eingeht. Die Erhöhung der Temperatur führt dabei zunächst zu der recht stabilen Konfiguration des Kohlenstoffs bei einem Ionisationsgrad von 4+. Diese „Schulter“ ist sowohl in Abbildung 5.3 als auch in der hier beschriebenen Abbildung zu erkennen. Ab einer Temperatur von 60 eV beginnt dieser dann weiter zu steigen bis ab ca. 150 eV Kohlenstoff bei dieser Dichte vollionisiert ist. Die Debye-Länge wächst jedoch mit steigender Temperatur weiter und führt zu einem weiteren Anstieg des Ionisationsquerschnitts.

Eine weitere interessante Frage ist die Abhängigkeit der Ionisationsquerschnitte von der Dichte des Plasmas, beziehungsweise die Beiträge der Anregung in höhere Schalen und anschließender Ionisation. Dieser gekoppelte Effekt wird im Allgemeinen als Dichteeffekt bezeichnet wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben. Dessen quantitativer Beitrag zur Ionisation im Plasma wird in Abbildung 5.5 näher erläutert. Betrachtet wird hierbei Argon mit dem Ladungszustand 16+, wobei beide Elektronen in der K-Schale gebunden sind. Die durchgezogenen Linien mit dem Wert von etwa 1 entsprechen dabei der direkten Ionisation der Elektronen aus der K-Schale, sind also analog zur blauen Kurve in Abbildung 5.4. Alle





**Abbildung 5.4:** Verlauf der Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von  $\text{Ar}^{15+}$  im Zustand  $1s^1 2p^1 3p^1$  in Abhängigkeit der Temperatur eines Kohlenstoffplasmas, die mit den Werten für kalte Materie skaliert wurde. Der Verlauf hängt wie im Text beschrieben stark von der Bindungsenergie der Schale ab.



**Abbildung 5.5:** Beiträge der Anregung zur effektiven Ionisation von  $\text{Ar}^{16+}$ . Die durchgezogenen Linien stellen hierbei die Wirkungsquerschnitte zur direkten Ionisation dar. Die gestrichelten Werte entsprechen den Beiträgen von zuerst erfolgreicher Anregung und anschließender Ionisation (siehe Text). Die gestrichelt-gepunkteten Kurven entsprechen der Summe aus beiden Beiträgen zur Ionisation.

dargestellten Werte wurden erneut auf den Wert für die direkte Ionisation für kalten Kohlenstoff skaliert. Der Anstieg der direkten Ionisation aus der K-Schale ist erneut sehr gering, jedoch für Dichten unterhalb der Festkörperdichte ein klein wenig stärker als in Abbildung 5.4, da das weitere gebundene Elektron in der K-Schale zur Abschirmung beiträgt. Unterhalb dieser Kurven für die Dichten  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , bzw.  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  und  $10^{23} \text{ cm}^{-3}$  sind die Wirkungsquerschnitte für die Anregung in höhere Schalen in gestrichelter Darstellung aufgetragen. Diese wurden jedoch nicht einfach aufsummiert sondern mit dem Verzweungsverhältnis aus einer direkten anschließenden Ionisation und einem strahlenden Zerfall oder Abregung des angeregten Niveaus in eine der unteren Schalen skaliert. Das Verzweungsverhältnis an dieser Stelle gibt also an, mit welcher Wahrscheinlichkeit Elektronen, die aus einer niederenergetischeren in eine höherenergetischere Schale angeregt werden, anschließend auch ionisiert werden und nicht wieder in den Grundzustand zurückfallen. Da höherenergetische Schalen größere Ionisationsquerschnitte aufweisen als niederenergetischere, lässt sich mit Hilfe dieses Vorgehens die Ausprägung des Dichteeffekts abschätzen. Im beschriebenen Bild ist anschließend die Summe aus direkter Ionisation aus der K-Schale und Anregung bei anschließender Ionisation mit dem entsprechenden Verzweungsverhältnis aufgetragen. Diese Kurven sind in gepunktet-gestrichelter Darstellung aufgetragen und stellen die Summe der beiden unteren Kurven dar. Bei dieser Summe handelt es sich um einen „effektiven“ Ionisationsquerschnitt, da dieser ebenfalls den gekoppelten Beitrag von Anregung und anschließender Ionisation berücksichtigt. Auffallend sind die folgenden Punkte: Der Dichteeffekt ist auch im Plasma weiterhin ein Dichteeffekt in dem Sinne, dass die Abhängigkeit von der Temperatur nur äußerst schwach ist. Der Einfluss der etwas höheren Ionisationswahrscheinlichkeit im Plasma für höhere Anregungszustände als in kalter Materie wirkt sich zwar bei einem genaueren Blick auf die Kurven aus, ist jedoch in dieser Darstellung nur schwach zu erkennen und damit nicht von größerer Bedeutung. Wichtiger ist, dass sich die größten Unterschiede beim Dichteeffekt für Dichten zwischen  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  und  $10^{23} \text{ cm}^{-3}$  ergeben. Das hat zur Folge, dass eine Verringerung der Dichte im Vergleich zum Festkörper um hier beispielsweise 2 Größenordnungen einen merklichen Rückgang auf nur noch ca. 65 % der effektiven Ionisationswahrscheinlichkeit des Projektils zur Folge hat. Dieser Rückgang kann nicht durch eine weitere Erhöhung der Plasmatemperatur kompensiert werden, zumindest für das betrachtete Argonprojektil bei einer Energie von 4 MeV/u. Dies führt damit, zunächst unter Vernachlässigung der Rekombinationsquerschnitte und der Stöße mit freien Elektronen, zu einer deutlichen Verringerung der Stoßfrequenz und damit zu einer höheren freien Weglänge von Schwerionen im Plasma.

Abschließend sei an dieser Stelle noch kurz das zunächst überraschende Verhalten der Ionisation bei hohen Dichten erläutert. Bei Festkörperdichte erreicht die Debye-Länge bei Temperaturen kleiner als etwa 200 eV Werte, die etwa der Abschirmlänge von kaltem Kohlenstoff entsprechen, bzw. liegt im konkreten Fall sogar einige Prozent darunter. Hieraus resultiert der zunächst kleinere Ionisationsquerschnitt, der dann anschließend mit steigender Temperatur und damit steigender Debye-Länge wieder anwächst.

---

### 5.5.3 Rekombination durch den Einfang gebundener Elektronen

---

In ETACHA werden wie oben beschrieben als Rekombinationsprozesse sowohl der radiative Einfang als auch der nicht-strahlende Einfang modelliert. Der nicht-strahlende Einfang bildet dabei deutlich den dominanten Prozess in kalter Materie. Die Abänderungen beim Übergang zum Plasma sollen deshalb im Folgenden dargestellt und die wesentlichen Effekte ähnlich wie im vorigen Abschnitt im Fall der Ionisation untersucht werden.

---

#### 5.5.3.1 Anpassung für Plasmen

---

Die strahlungsfreie Rekombination wird in der Eikonalnäherung entwickelt in [Eic85] berechnet. Das gesamte Vorgehen ist sehr komplex und eine ihm gerecht werdende Darstellung würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Es handelt sich um einen Dichtematrixformalismus, mit dem die resultierenden Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von zweidimensionalen Integralen angegeben werden. Für den

elektronischen  $1s \rightarrow 1s$  Übergang vom Target zum Projektil wird dort eine analytische Näherung formuliert. Auch auf deren Angabe soll an dieser Stelle verzichtet werden, da hier kein Erkenntnisgewinn erfolgen würde. Zur Beschreibung vom Einfang von Elektronen in höherenergetischere Schalen kann diese Form nach [MAE<sup>+</sup>85] durch eine Anpassung der Kernladungszahlen von Projektil und Target für höhere Schalen skaliert werden:

$$Z_p \rightarrow \frac{Z_p}{n_p}, Z_T \rightarrow \frac{Z_T}{n_T}$$

Hierbei steht  $n_p$  ( $n_T$ ) für die Hauptquantenzahl der jeweiligen Schale im Projektil (Target). Die Kernladungszahlen in den Schalen werden zusätzlich erneut unter Verwendung des Slaterschen Atommodells abgeschirmt.

Zur Berechnung der Einfangsquerschnitte im Plasma wurde die Abschirmung des Targetkerns auf die Anzahl der durchschnittlich noch vorhandenen gebundenen Elektronen angepasst. Auch in diesem Fall wird nur der Grundzustand der Targetionen berücksichtigt. Ebenso wird die Besetzungszahl der Targetschalen, die linear in den Beitrag jeder Targetschale eingeht, entsprechend der mittleren Ionisation des Targets angepasst. Hierbei wird direkt der Ionisationsgrad des Targets aus den später zu besprechenden Hydrodynamiksimulationen, beziehungsweise der dort verwendeten Zustandsgleichung, verwendet.

Der strahlende Einfang wird in ETACHA mit Hilfe der Bethe-Salpeter-Formel bestimmt. Da in den Berechnungen des Wirkungsquerschnitts die Elektronen des Targets als frei angenommen werden, bleibt diese Form unverändert.

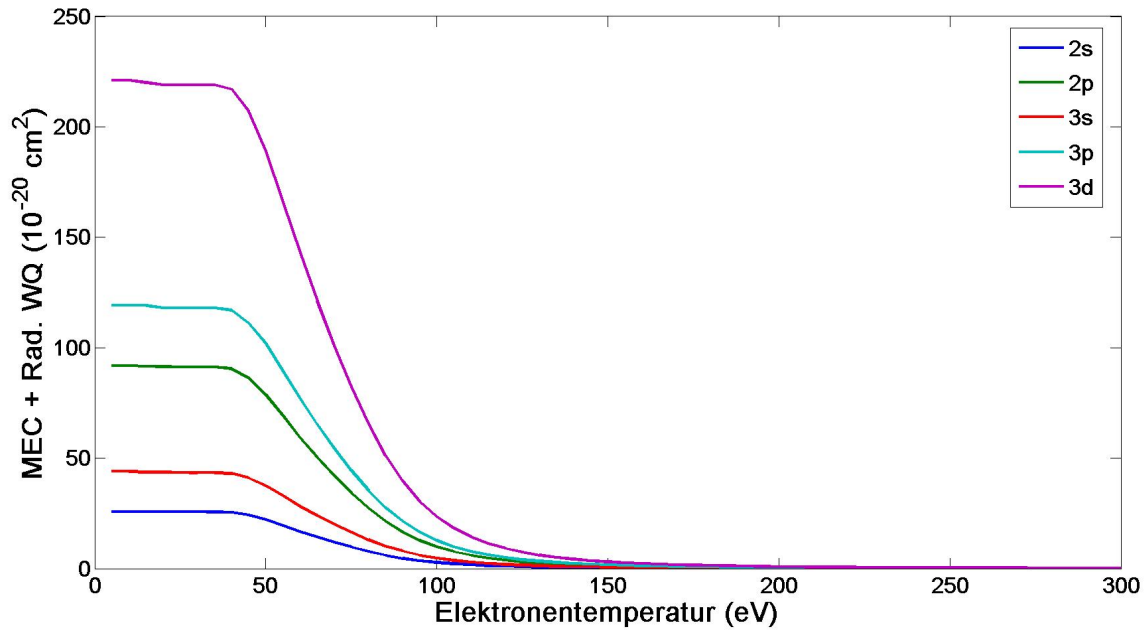
---

#### 5.5.3.2 Das Verhalten des nicht-radiativen Einfangs bei verschiedenen Plasmaparametern

---

Die nicht-strahlende Rekombination ist in diesem Abschnitt der entscheidende Parameter für die sich einstellenden Ladungsverteilungen. Je nach Schale liegen diese Einfangsquerschnitte in kalter Materie rund 2-3 Größenordnungen über den Werten des radiativen Einfangs. Die Abhängigkeit dieses Prozesses von der Temperatur ist in Abbildung 5.6 aufgetragen. Gewählt wurde der Eingangsladungszustand in den Experimenten von  $\text{Ar}^{16+}$  bei 4 MeV/u und die Ionendichte beträgt erneut  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Der Ionisationsgrad zugehörig zur Temperatur wurde erneut mit Hilfe der Saha-Gleichung bestimmt. Er ist zur Erinnerung in Abbildung 5.3 auf Seite 68 dargestellt. Wie in Abbildung 5.6 zu erkennen, ist unabhängig von welcher Schale bis zu einer Temperatur von etwa 40 eV nur eine sehr geringe Veränderung zu beobachten. Dieser Temperaturbereich umfasst die Ionisationsgrade 0 bis 4 für Kohlenstoff. Dieses Verhalten ist durch die Tatsache begründet, dass der nicht-radiative Einfang von den Elektronen dominiert wird, bei denen sich zwischen Projektil und Target die Bindungsenergien am meisten ähneln. Demzufolge ist der Beitrag zur Rekombination aus der K-Schale des Kohlenstoffs hier der entscheidende. Wird die Temperatur von etwa 40 eV jedoch überschritten, übersteigt der Ionisationsgrad des Targets den Wert vier und somit werden Elektronen aus der K-Schale des Kohlenstoffs herausgelöst. Dementsprechend stark ändert sich nun der Rekombinationsquerschnitt bis er ab einer Temperatur von etwa 120-150 eV auf deutlich weniger als ein Prozent des ursprünglichen Wertes gesunken ist und nun der Wert für den radiativen Einfang erreicht. Dieser ist jedoch im Vergleich zum nicht-strahlenden Einfang im Festkörper um – je nach Schale – 2-4 Größenordnungen kleiner und damit in dieser Darstellung nur als ganz geringer Abstand zur Nulllinie zu erkennen. Dies verdeutlicht noch einmal den deutlichen Unterschied zwischen den beiden Rekombinationsprozessen. Dementsprechend liefern sowohl der radiative als auch nicht-nicht-radiative Einfang von Elektronen in einem entsprechend vollionisierten Kohlenstoffplasma nur noch einen sehr kleinen Beitrag.

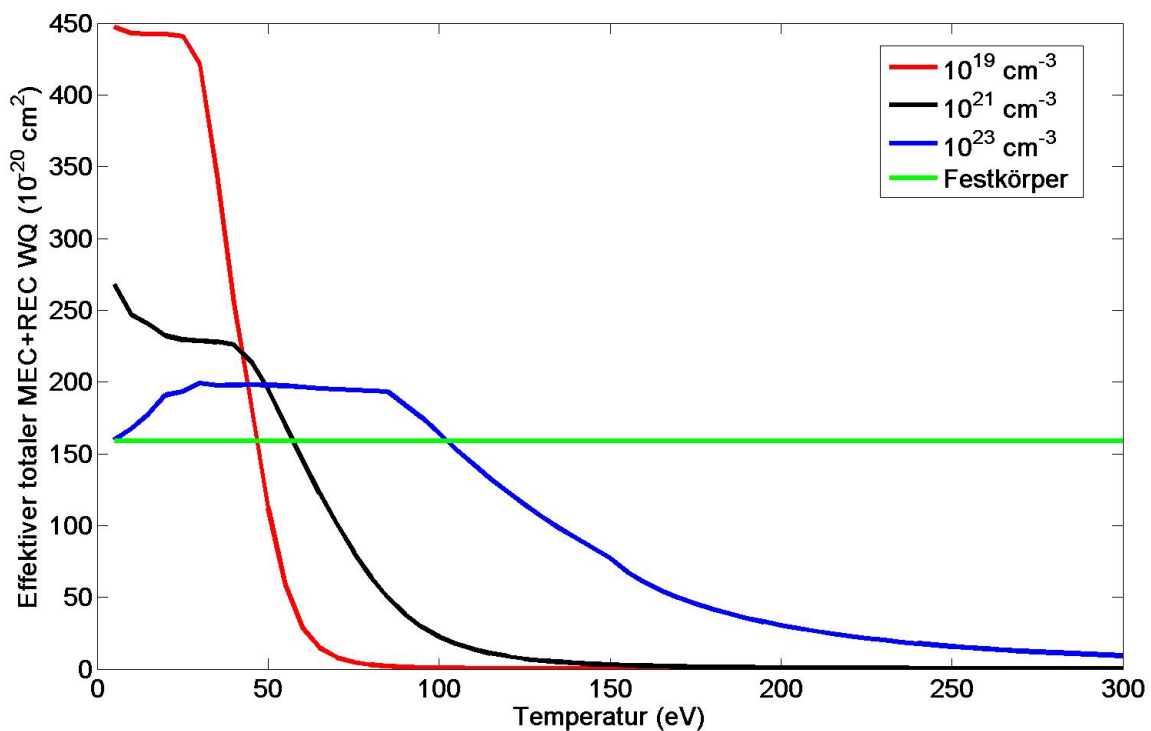
Der Frage nach der Dichteabhängigkeit der Prozesse wird in Abbildung 5.7 nachgegangen. Dort sind erneut die effektiven Rekombinationsquerschnitte für die Dichten  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , bzw.  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  und  $10^{23} \text{ cm}^{-3}$  aufgetragen. Mit effektiv ist dabei der folgende Sachverhalt bezeichnet: Wie in Abbildung 5.6 ersichtlich ist der Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines Targetelektrons in schwächer gebundene Zustände deutlich größer als in stärker gebundene. Allerdings ist wie in Abschnitt 5.5.2.2 eingehend



**Abbildung 5.6:** Verlauf der Wirkungsquerschnitte für die Rekombination von  $\text{Ar}^{16+}$  bei 4 MeV/u bestehend aus nichtradiativem und radiativem Einfang. Die Ionendichte in diesem Fall beträgt  $n_I = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

diskutiert in den höheren Schalen erneut die Ionisationswahrscheinlichkeit für dieses Elektron im angeregten Zustand deutlich höher. Infolgedessen werden die Wirkungsquerschnitte aus Abbildung 5.6 je Schale mit dem Verzweungsverhältnis aus radiativem Zerfall in die L-Schale und damit in den Grundzustand und somit einem Abschluss der Rekombination und einer direkten erneuten Ionisation nach einem Einfang in die M-Schale multipliziert. Es wird demzufolge die Konkurrenz aus Ionisation und Zerfall im Anschluss an einen erfolgten Einfang in die höheren Schalen berücksichtigt. Diese so skalierten Werte werden anschließend zu dem direkten Einfang in die L-Schale hinzuaddiert. Diese Größe bildet den hier aufgetragenen effektiven Rekombinationsquerschnitt. Somit ergeben sich aufgrund der Dichteabhängigkeit des Verzweungsverhältnisses verschiedene Verläufe für unterschiedliche Dichten. Die grüne Linie markiert hierbei den Wert für den Festkörper. Wie zu erkennen, stellt sich auch für die Rekombination ein Dichteeffekt ein, da bei geringen Dichten die Ionisationswahrscheinlichkeit schwächer gebundener Zustände geringer ist und die in höhere Schalen eingefangenen Elektronen deutlich häufiger in den Grundzustand fallen. Bei niedrigen Temperaturen und geringerer Dichte führt das sogar zu einem deutlichen Anstieg gegenüber der Rekombination in kalter Materie, was gemäß den Abschätzungen hier für Argon in dem betrachteten Zustand bei niedrigen Dichten etwa einen Faktor drei bedeuten kann. Der Anstieg der blauen Kurve für ein Plasma bei Festkörperdichte ist jedoch nicht durch den Effekt dominiert, den man typischerweise unter Dichteeffekt versteht, sondern durch die geringe Debye-Länge bei dieser Dichte begründet, wie in Abschnitt 5.5.2.2 diskutiert. Das dadurch bedingte Absinken der Ionisationsquerschnitte führt hier zu einer Erhöhung der effektiven Rekombination.

Weiterhin ist auch für hohe Temperaturen eine starke Abhängigkeit von der vorliegenden Dichte, aufgrund des verschiedenen sich einstellenden Ionisationsgrades zu erkennen (siehe auch Abbildung 5.3). Bei Temperaturen kleiner als 50 eV ist die effektive Rekombination im Plasma größer als im Festkörper. Dies ist umso mehr der Fall je geringer die Dichte. Werden jedoch Temperaturen von mehr als 50 eV erreicht, so kehrt sich dieses Verhältnis um. Für größere Temperaturen findet also bei höheren Dichten effektiv mehr Rekombination statt als bei niedrigeren, da dort der Ionisationsgrad des Targets geringer ist. Hier wird die Rekombination also direkt vom tatsächlichen Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Abbildung 5.6 dominiert und nicht durch die sich über verschiedene Schalen ergebenden gekoppelten



**Abbildung 5.7:** Effektiver Verlauf des integralen Wirkungsquerschnitts für den nicht-radiativen Einfang in Abhängigkeit der Temperatur

Effekte von Rekombination und anschließender Ionisation oder radiativem Zerfall.

Abschließend soll an dieser Stelle noch einmal daraufhin gewiesen werden, dass die sich tatsächlich ergebenden Ionisations- und Rekombinationswahrscheinlichkeiten im Plasma offensichtlich nicht notwendig aus dem einfachen Verlauf der Wirkungsquerschnitte abgelesen werden können. So kann es trotz eines leichten Anstiegs der direkten Ionisationsquerschnitte und einem leichten Rückgang der Rekombinationsquerschnitte trotzdem zu einem deutlichen Anstieg der Rekombinationswahrscheinlichkeiten für das Projektil kommen und damit zu deutlich höheren Anteilen von niedrigeren Ladungszuständen. Der verantwortliche Parameter ist dabei die Dichte des Plasmas. Geringere Dichten bedingen eine weniger effektive Ionisation und einen effektiveren Einfang von Elektronen durch radiativen Zerfall aus höheren Schalen. Dies ist über einen großen Parameterbereich der Fall.

Dieser Punkt wird noch weiter verdeutlicht und auch etwas verkompliziert durch die Berücksichtigung der Stöße mit freien Elektronen. Deren Berechnung wird im folgenden Abschnitt vorgestellt und ihre Rolle im Fall der dielektronischen Rekombination aufgrund der großen Bedeutung ausführlich diskutiert werden.

## 5.6 Stöße mit freien Elektronen

In einem Plasma kommt es neben Stößen mit gebundenen Elektronen, die im vorigen Abschnitt beschrieben wurden auch zu Stößen mit freien Elektronen. Auch diese können zu Ionisations- und Rekombinationsprozessen führen. Allerdings ist die Rekombination etwas schwieriger zu erreichen, in dem Sinne, dass bei jedem Stoß Energie- und Impulserhaltung gewährleistet werden müssen. Hierfür wird ein drittes Teilchen benötigt. Dies kann im Fall der dielektronischen Rekombination ein weiteres gebundenes Elektron (mit der anschließenden Aussendung eines Photons) sein, oder bei gleichzeitiger Anwesenheit eines weiteren freien Elektrons kann es zur Dreikörperrekombination kommen.

---

## 5.6.1 Ionisation durch Stöße mit freien Elektronen

---

### Argon

---

Im Falle von Argon als Projektil werden die Beiträge der freien Elektronen zur Ionisation gemäß der Arbeit von [ZCX<sup>+</sup>03] berücksichtigt. Die dort durchgeführte Berechnung bestimmt die Ionisationswirkungsquerschnitte für Argon bei Beschuss mit Elektronen in Abhängigkeit von deren Energie. Die Berechnung erfolgt in der „distorted wave Born exchange“-Näherung (DWBE) und beinhaltet relativistische Effekte. Die Ergebnisse sind mit Hilfe einer analytisch angepassten Form angegeben, die mit den dort angegebenen Parametern direkt übernommen wurden. Diese sind dabei für Ar<sup>7+</sup> bis Ar<sup>17+</sup> publiziert, wobei in der genannten Veröffentlichung nur der jeweilige Grundzustand berechnet wurde. Die am Projektil gebundenen Elektronen besitzen bei den in dieser Arbeit verwendeten Strahlparametern eine kinetische Energie von 2,2 keV aufgrund der dominierenden Projektilgeschwindigkeit. Die Verteilung und Skalierung dieses integralen Wirkungsquerschnitts auf die verschiedenen Projektilschalen im Fall von angeregten Ionen erfolgte anhand der Ionisationsquerschnitte im Fall der Stöße mit den Targetionen. Ebenso werden die Besetzungszahlen berücksichtigt.

---

### Calcium

---

Zur Berechnung der Ionisation durch Stöße mit freien Elektronen wurden die Daten aus [Ca-88] verwendet. In dieser Veröffentlichung wurden Daten aus Experimentergebnissen und verschiedenen theoretischen Berechnungen für die Fälle, bei denen keine experimentellen Daten vorliegen, aus verschiedenen Quellen zusammengetragen. Anschließend wurde an diese ebenfalls eine analytische Interpolation angepasst. Die so gewonnenen integralen Wirkungsquerschnitte werden mit Hilfe der Werte für die Ionisation durch die Targetionen auf die verschiedenen Schalen des Projektils unter Berücksichtigung der jeweiligen Besetzungszahlen verteilt.

Zusammenfassend gilt jedoch, dass die Werte für die Ionisation durch die Targetionen den deutlich dominanten Anteil an den Ionisationsquerschnitten ausmachen. Der hier beschriebene Prozess liefert bei den in dieser Arbeit untersuchten Ladungsverteilungen im Vergleich zur Ionisation durch Stöße mit den Targetkernen nur sehr geringe Beiträge, weshalb auf eine detaillierte Analyse analog zu den vorigen Abschnitten verzichtet wird. Anders sieht dies jedoch für den folgenden Rekombinationsmechanismus aus.

---

## 5.6.2 Dielektronische Rekombination

---

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit ist die Erzeugung eines vollständig ionisierten Kohlenstoffplasmas im Experiment. Unter vollständiger Ionisation werden dabei Ionisationsgrade von deutlich über 5+ bzw. nahe bei 6+ verstanden. Der Grund ist der erwartete Rückgang der Rekombination durch den nicht-radiativen Einfang (siehe Abschnitt 5.5.3). Dessen Rückgang bzw. Wegfall ab genügend hohen Temperaturen lenkt ein deutlich größeres Interesse auf die Rekombination mit freien Elektronen als noch beispielsweise bei den in [Fra08] erzeugten Plasmen. Den deutlich größten Beitrag bei den hier betrachteten Projektilen mit den erzeugten Plasmaparametern liefert die dielektronische Rekombination. In den hier beschriebenen Code wurde dabei das in [Pet88] entwickelte Modell integriert, das auch in [PAMtV86] veröffentlicht wurde. Eine ausführliche Herleitung ist in der ersten der genannten Quellen zu finden. Hier soll nur sehr knapp auf die wesentlichen Punkte eingegangen werden.

Zunächst wird der Fall eines ruhenden Projektils in einer Plasmaumgebung untersucht. Betrachtet wird dabei der Stoß, in dem im Projektil X(Z) ein in der Schale  $i = (n_i l_i)$  gebundenes Elektron in die Schale  $j = (n_j l_j)$  angehoben wird und ein freies Elektron der Energie  $E_k$  in den Zustand  $nl$  eingefangen wird. Bei



n und l handelt es sich dabei um die jeweiligen Quantenzahlen des Zustandes. Es kommt also zu dem folgenden Übergang bei dem der doppelt angeregte Zustand  $X^{**}$  mit dem nun geringeren Ladungszustand  $Z - 1$  erzeugt wird.

$$X(Z, i) + e(E_k, l \pm 1) \rightarrow X^{**}(Z - 1, jnl)$$

Das zu Beginn des Prozesses angeregte gebundene Elektron kann nun auf zwei Wegen wieder in den Grundzustand gelangen. Entweder geschieht dies durch die Aussendung eines Photons, was den Rekombinationsprozess abschließen würde, oder die beim Zerfall frei werdende Energie wird von dem gerade eingefangenen Elektron aufgenommen und es geht durch Autoionisation wieder verloren. Der gesamte Verlust der im Verlauf des Stoßprozesses erzeugten doppelt angeregten Ionen  $n(X^{**}) \cdot (A_a + A_r)$  durch Autoionisation  $A_a$  und radiativen Zerfall  $A_r$  muss mit dem Verlust  $n_{Saha}(X^{**}) \cdot A_a$  identisch sein. Bei  $n_{Saha}$  handelt es sich gerade um die Dichte im Saha-Gleichgewicht wie in Gleichung 2.11 auf Seite 9. Daraus ergibt sich die Beziehung  $n(X^{**}) = \frac{A_a}{A_r + A_a} n_{Saha}(X^{**})$ . Das Einsetzen der Saha-Gleichung ergibt für die Rekombinationsrate die Form von [Bat62]:

$$\alpha_{DR}(ijnl) = \frac{A_r(j \rightarrow i) \cdot A_a(jnl \rightarrow iE_k l \pm 1)}{A_r(j \rightarrow i) + A_a(jnl \rightarrow iE_k l \pm 1)} \cdot \frac{g(Z - 1, jnl \pm 1)}{2g(Z, i)} \cdot \frac{h^3 n_e}{(2\pi m k_B T)^{3/2}} \exp(-(E_j - E_i + E_{nl})/k_B T) \quad (5.13)$$

Hierbei sind  $g(Z, i)$  und  $g(Z - 1, jnl \pm 1)$  die statistischen Gewichte der Zustände  $X(Z, i)$  und  $X^{**}(Z - 1, jnl \pm 1)$ . Die Größe  $\frac{A_r A_a}{A_r + A_a}$  beschreibt dabei die sogenannte Fluoreszenzausbeute, also die Konkurrenz aus Autoionisierung und strahlender Stabilisierung. Die obige Form beschreibt den Einfang von thermisch bewegten Elektronen in ein ruhendes Projektil und dabei genau einen konkreten Übergang. Die totale Rate ergibt sich dann aus der Summe

$$\alpha_{DR} = \sum_i \sum_j \sum_{nl} \alpha_{DR}(ijnl)$$

Diese Form wird im Anschluss auf bewegte Projektile erweitert. Der Ansatz ist dabei der folgende. Im Bezugssystem des Projektils gehorchen die Plasmaelektronen einer um dessen Eigengeschwindigkeit verschobenen Maxwellverteilung:

$$f(\vec{v}, \vec{v}_p) = n_e \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp - \frac{m}{2k_B T} (\vec{v} + \vec{v}_p)^2$$

Die dielektronische Rate wird anschließend aus der folgenden Form gewonnen,

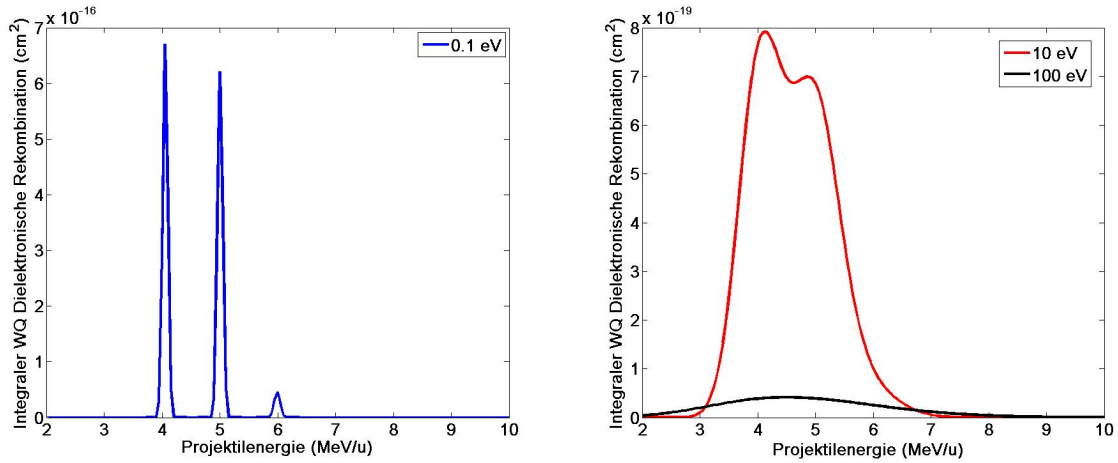
$$\alpha_{DR} = \int d^3 v f(\vec{v}, \vec{v}_p) \sigma_{DR}(E) \cdot |\vec{v}|$$

die mit der Resonanzbedingung  $\sigma_{DR}(E) \propto \delta(E - [E_j - E_i + E_{nl}])$  direkt ausgewertet wird. Dabei wird letztlich die folgende Form erhalten:

$$\alpha_{DR} = \frac{h^3 n_e}{(2\pi m k_B T)^{3/2}} \sum_i \sum_j \sum_{nl} N_i \cdot \frac{g_j - N_j}{g_j} \cdot (2l + 1) \cdot \frac{A_r \cdot A_a}{A_r + A_a} \cdot F(s, t) \quad (5.14)$$

Dabei ist

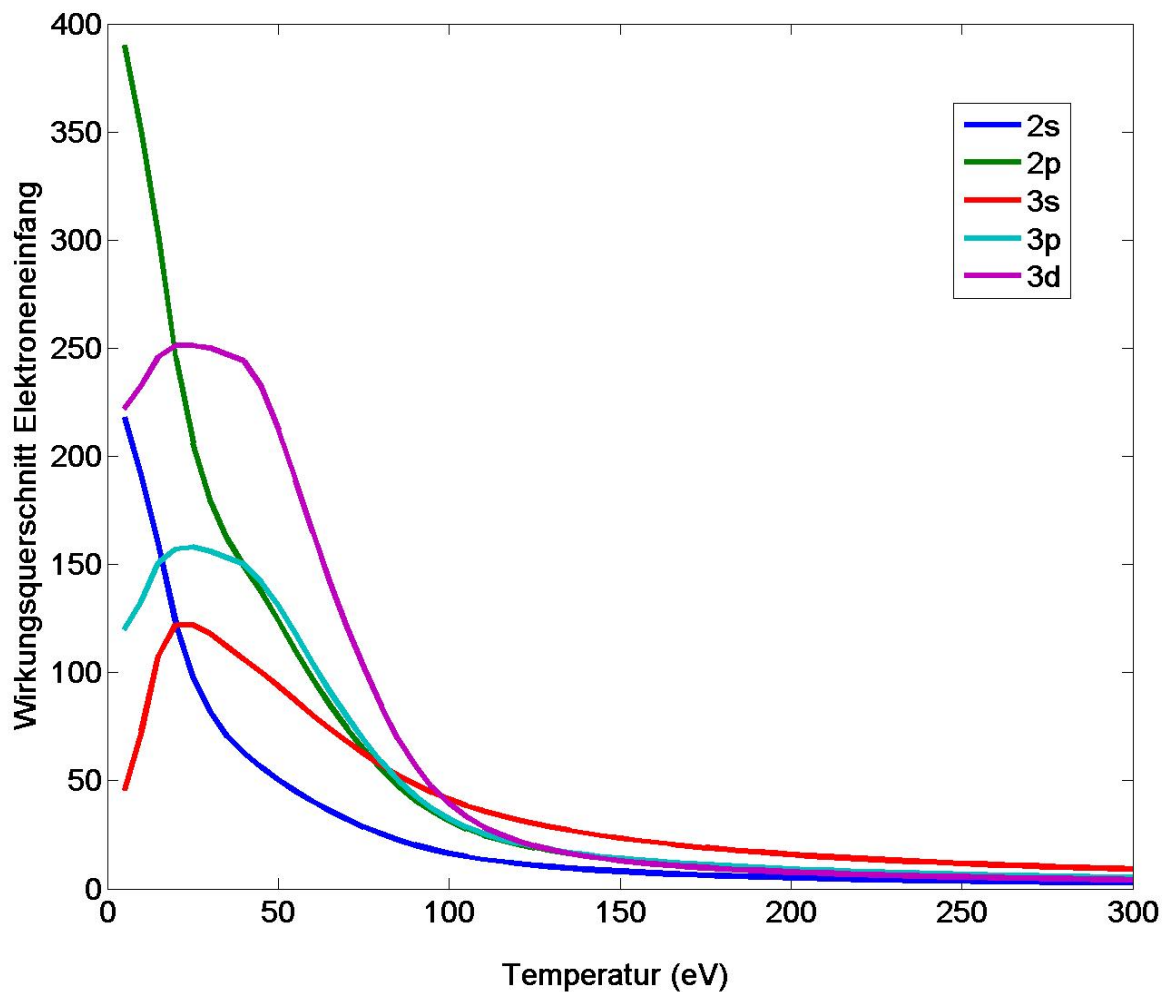
$$F(s, t) = \frac{\exp(-(s - t)^2) - \exp(-(s + t)^2)}{4st}$$



**Abbildung 5.8:** Verlauf der Wirkungsquerschnitte der dielektronischen Rekombination in Abhängigkeit der Projektilenergie. Für die künstlich niedrige Temperatur von 0.1 eV links ist deutlich die Position der Resonanzen der KLL-, KLM- bzw. KMM-Übergänge zu erkennen. Diese werden dann durch das Plasma mit zunehmender Temperatur verbreitert, wie in der Abbildung rechts zu sehen ist.

wobei  $s = \sqrt{\frac{E_j - E_i + E_{nl}}{k_B T}}$  sowie  $t = \sqrt{\frac{mv_p^2}{2k_B T}}$ . Der Wirkungsquerschnitt wird anschließend mit der Beziehung  $\sigma_{DREC} = \frac{\alpha_{DREC}}{v_p}$  berechnet. Zur Auswertung dieser Beziehung ist die Bestimmung der Autoionisationsraten und der des radiativen Zerfalls notwendig. Diese Größen werden jedoch in ETACHA aus den tabellierten Fluoreszenzausbeuten in [Kra79b] bereits berechnet, so dass diese direkt zur Berechnung der dielektronischen Rate herangezogen werden können. Somit sind an dieser Stelle auch keine aufwendigen Berechnungen für die verschiedenen Projektile notwendig und die Form 5.14 lässt sich direkt verwenden. Da jeder Übergang intrinsisch für jede Schale einzeln berechnet werden muss, ergibt sich für den Einfang in jede Schale der entsprechende Wirkungsquerschnitt. Die dabei ebenfalls benötigten Bindungsenergien werden mit Hilfe des Slaterschen Atommodells berechnet. Weiterhin muss der so erhaltene Wirkungsquerschnitt noch mit dem Verzweungsverhältnis aus Ionisation und Zerfall für das zu Beginn des Einfangs angeregte Elektron von der Schale  $i$  nach  $j$  skaliert werden. Schließlich kann nur von Rekombination gesprochen werden, wenn der angeregte Zustand  $X^{**}$  nicht durch einen Ionisationsprozess zerstört wird. Die hierzu benötigten Wirkungsquerschnitte im Plasma werden jedoch, wie in den vorangegangenen Abschnitten erläutert, berechnet und können an dieser Stelle direkt verwendet werden.

Wesentliche Beiträge bei den Ladungszuständen, die sich für die hier betrachteten Energien von einigen MeV/u ergeben, stammen nur aus Prozessen, bei denen ein Elektron aus der K-Schale des Projektils angehoben wird. Dieser Sachverhalt lässt sich abschätzen. Die durchschnittliche Energie der freien Elektronen im Fall der hier durchgeführten Experimente, bei denen die Projektilenergie deutlich größer ist als die thermische Energie der Elektronen, beträgt bei einer Projektilgeschwindigkeit von knapp 10 % der Lichtgeschwindigkeit etwa 2,2 keV. Bei Anhebung eines Elektrons im Fall von Argon aus der K-Schale in die L-Schale wird eine Energie von rund 3/4 der Bindungsenergie benötigt. Für diese Abschätzung wird das Ion als wasserstoff-ähnlich angenommen und der quadratische Zusammenhang zwischen Bindungsenergie in eV und Hauptquantenzahl  $n$  verwendet ( $E_{Bind} = \frac{Z^2 \cdot 13.6}{n^2}$ ). Das entspricht etwa 3,3 keV. Der Einfang des freien Elektrons in die L-Schale führt in der Bilanz zu einem Energiegewinn von rund 1/4 der Bindungsenergie der Argon-K-Schale, so dass sich ziemlich genau der besagte Wert von 2,2 keV ergibt. Dementsprechend liegt die größte hier auftretende Resonanz sehr nah bei der Projektilenergie

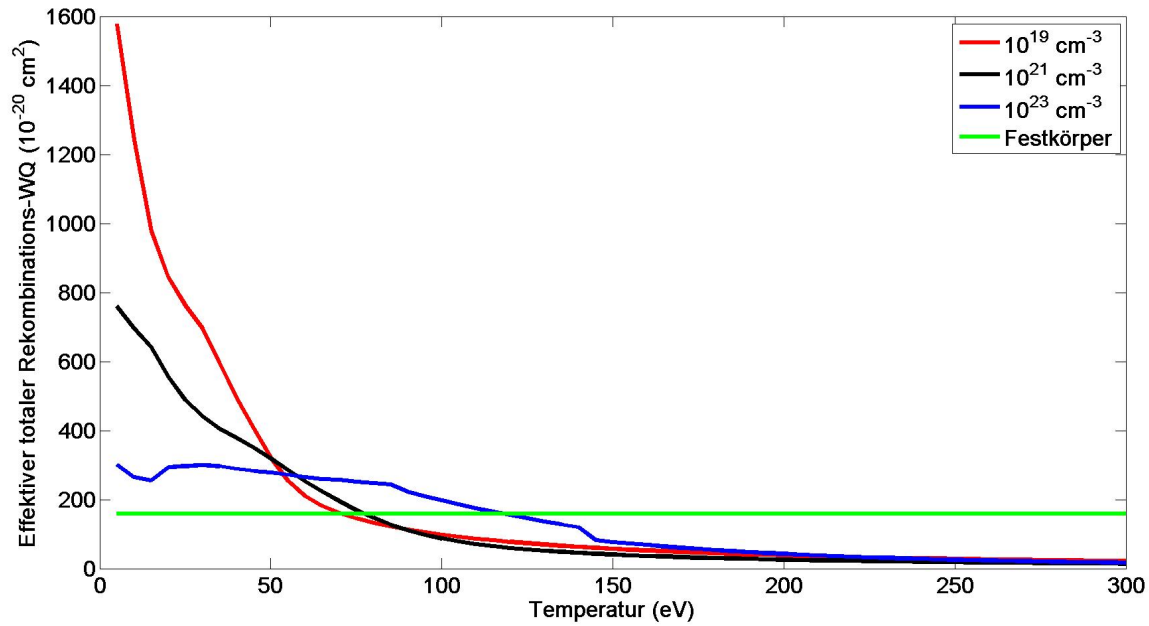


**Abbildung 5.9:** Verlauf der Rekombinationsquerschnitte für Argon mit dem Ladungszustand  $16+$  bei einer Energie von  $4 \text{ MeV/u}$  im Plasma in Abhängigkeit der Temperatur. Die dominierenden Beiträge stammen dabei vom nicht-radiativen und dielektronischem Einfang.

von  $4 \text{ MeV/u}$ , was auch in Abbildung 5.8a dargestellt ist. Bei höheren Projektilenergien treten die Beiträge von KLM- und KMM-Übergängen auf, die rechts davon zu sehen sind. Diese Resonanzen treten in der genannten Grafik so deutlich auf, weil die Temperatur hier mit  $0,1 \text{ eV}$  absichtlich sehr tief gewählt wurde. Bei höheren Temperaturen werden diese Resonanzen deutlich verbreitert, wie in Abbildung 5.8b für die Temperaturen  $10 \text{ eV}$  und  $100 \text{ eV}$  dargestellt. Im ersten Fall sind die Einzelresonanzen noch grob zu erkennen, im zweiten Fall nicht mehr. Des Weiteren ist zu erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt für die dielektronische Rekombination bei hohen Temperaturen deutlich sinkt. Trotzdem spielt er gerade dort, zumindest in dem Experimenten in dieser Arbeit, am Ende tatsächlich die größte Rolle, wie im folgenden Abschnitt dargelegt werden soll.

#### 5.6.2.1 Das Verhalten der dielektronischen Rekombination bei verschiedenen Plasmaparametern.

In diesem Abschnitt werden die Beiträge der dielektronischen Rekombination in Abhängigkeit von Temperatur und Dichte des Plasmas analog zu Abschnitt 5.5.3.2 beleuchtet. Der Verlauf der Rekombinationsquerschnitte, in diesem Fall die Summe aus nicht-radiativem und dielektronischem Einfang, ist in Abbildung 5.9 am Beispiel  $\text{Ar}^{16+}$  bei einer Energie von  $4 \text{ MeV/u}$  in Abhängigkeit von der Temperatur



**Abbildung 5.10:** Verlauf der gesamten effektiven Rekombinationswirkungsquerschnitte von  $\text{Ar}^{16+}$  bei einer Energie von 4 MeV/u für verschiedene Dichten in Abhängigkeit der Temperatur.

dargestellt. Die Ionendichte beträgt hierbei  $n_I = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Der Ionisationsgrad kann in Abbildung 5.3 abgelesen werden. Der direkte Vergleich erfolgt dabei mit Abbildung 5.6, wo die dielektronische Rekombination im Code ausgeschaltet wurde. Es ergeben sich folgende Unterschiede im Kurvenverlauf. Der Einfang in die 2s- und 2p-Schale bei niedrigen Plasmatemperaturen steigt massiv an, wohingegen dies beim Einfang in die M-Schale nicht der Fall ist. Der Grund hierfür wurde bereits im vorangegangenen Abschnitt geliefert und prinzipiell auch in Abbildung 5.8 erklärt. So liegt die Resonanz für den KLL-Einfang ziemlich präzise bei der Projektilenergie, wohingegen für den KLM- und KMM-Einfang die dort dargestellten Resonanzen zunächst mit einer gewissen Temperatur verbreitert werden müssen, um bei der nicht zur Resonanz passenden Projektilenergie Beiträge zu liefern. Der Grund für die Größe der Einfangsquerschnitte ist ebenfalls in den sich rund um die Resonanzenergie einschnürenden Raten bei geringen Temperaturen zu suchen. Anschließend kommt es bei höheren Temperaturen nun zu einem Rückgang der Einfangsquerschnitte. Dies ist sowohl der Verbreiterung der Resonanzen als auch insbesondere dem Rückgang bis Wegfall des nicht-radiativen Einfangs geschuldet. Allerdings sind die Werte, die sich bei Temperaturen größer als 100 eV ergeben in der hiesigen Abbildung deutlich größer als im Fall ohne dielektronischen Einfang. Dies wird in Abbildung 5.10 noch deutlicher. Hier ist erneut analog zu Abbildung 5.7 aus Abschnitt 5.5.3.2 der Verlauf der integralen Rekombination, im Wesentlichen bestehend aus nicht-radiativem und dielektronischem Einfang aufgetragen. Der Begriff effektiver Wirkungsquerschnitt ist dabei völlig analog wie im dort genannten Abschnitt definiert. Wird die dielektronische Rekombination berücksichtigt, so ist die sich ergebende Wahrscheinlichkeit des Elektroneneinfangs deutlich größer als ohne. Im Bereich von Elektronendichten von  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  bei den im Experiment erwarteten Temperaturen von etwa 150 eV bis 200 eV sind sie beispielsweise um etwa einen Faktor 15 größer als der nicht-strahlende Einfang und der radiative Einfang zusammen. Dieser Wert stimmt gut mit den in [PAMtV86] formulierten Werten überein. In dem besagten Bild ist weiterhin zu erkennen, dass für eine signifikante Reduktion der Rekombinationsquerschnitte im Vergleich zum Festkörper relativ hohe Temperaturen erreicht werden müssen. Bei Festkörperdichte liegt die Schwelle erst bei etwa 120 eV, bei den niedrigeren Dichten bei etwa 70-75 eV. Bei geringeren Temperaturen kommt es zu einem deutlichen, bei niedrigen Dichten sogar massiven Anstieg der Rekombination um einen Faktor 3-4 im Vergleich zum Festkörper und ebenfalls im Vergleich zu Abbildung 5.7. Dieses Verhalten ist

direkt durch den KLL-Einfang der dielektronischen Rekombination bei der betrachteten Projektilenergie begründet. Inwieweit diese massive Erhöhung auch tatsächlich in einem Experiment gefunden werden kann, ist nicht einfach zu beurteilen. Zunächst wird die Genauigkeit des Wirkungsquerschnitts in [Pet88] prinzipiell nur mit einem Faktor 2-3 beurteilt, was aber für einen Einfangsquerschnitt ein üblicher Fehlerbalken ist. Auch ein angedachtes Argument gegen ein zu starkes Einschnüren der Resonanz aufgrund der Boltzmann-Verteilung ist nicht stichhaltig, da zumindest bei den Dichten  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  und  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  die Fermi-Energie deutlich unterhalb von 1 eV liegt. Bei diesen Dichten treten die größten Effekte auf und die Resonanz ist physikalische Realität an dieser Stelle. So gesehen wäre durch das Ersetzen der Boltzmann-Statistik durch eine Fermi-Dirac-Statistik keine merkliche Veränderung zu erwarten da  $k_B T \gg E_{\text{Fermi}}$  in den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Systemen gegeben ist. Abgesehen davon würden sich im Fall von Entartung des Plasmas noch eine Vielzahl an weiteren mehr als nichttrivialen Modifikationsnotwendigkeiten bei der hier vorgestellten Beschreibung ergeben, die sämtliche verwendeten theoretischen Modelle betreffen würden. Ein experimenteller Nachweis über die Größe der Resonanz, bzw. deren Auswirkungen, ließ sich aufgrund der in dieser Arbeit erzeugten Plasmaparameter nicht erbringen. Es ist jedoch möglich, dass die Rolle der dielektronischen Rekombination in diesem Parameterbereich etwas überschätzt wird.

Das in den vergangenen Abschnitten beschriebene Verhalten über den Einfluss der Plasmaparameter auf die Ionisations- und Rekombinationswahrscheinlichkeiten gilt im Übrigen nicht nur für genau dieses Projektil in diesem Ladungszustand sondern ist ein allgemeiner Effekt.  $\text{Ar}^{16+}$  wurde hier nur exemplarisch ausgewählt. Zum einen handelt es sich hierbei um den Eingangsladungszustand im Experiment. Zum anderen liefern die freien L- und M-Schalen die Möglichkeit, die Rekombinationsprozesse genauer zu studieren. Der direkte Einfang in die K-Schale durch den nicht-radiativen Einfang liefert selbst für ein vollionisiertes Ion nur einen geringen Beitrag (siehe Abschnitt 5.4). Die dielektronische Rekombination kann aus energetischen Gründen auch im Fall eines  $\text{Ar}^{17+}$ -Ions keine Beiträge zur K-Schale liefern. Für quantitative Übertragungen auf andere Ladungszustände, Projektile und Projektil-Targetkonfigurationen etc. müssen jedoch die hier erläuterten Betrachtungen natürlich gesondert durchgeführt werden. Die zu erwartenden Trends wurden jedoch in diesem Abschnitt aufgezeigt.

---

### 5.6.3 3-Körper-Rekombination

---

Zur Berechnung des Beitrags der Drei-Körper Rekombination wurde die in [Pet85] hergeleitete Form

$$\alpha_{3B} = 2,92 \cdot 10^{-31} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \cdot \frac{Q^3 n_e}{(v_p / \alpha c)^9} \quad (5.15)$$

verwendet. Hierbei steht  $Q$  für die Ladung des Projektils,  $\alpha$  für die Feinstrukturkonstante und  $c$  für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Die Verknüpfung der Rekombinationsrate  $\alpha_{3B}$  mit dem Wirkungsquerschnitt wird wie bisher auch über  $\sigma = \frac{\alpha_{3B}}{\bar{v}_p}$  hergestellt. Diese einfache Form erweist sich für die hier untersuchten Targets als ausreichend, da dieser Rekombinationsprozess nur in vollständig ionisierten Bereichen nahe der Festkörperdichte eine merkliche Rolle spielt. Dieser Zustand wird jedoch im Experiment nicht annähernd erreicht und ist für diese Arbeit nicht von Bedeutung. Deshalb soll an dieser Stelle auch keine ausführlichere Diskussion stattfinden.

---

### 5.6.4 Berechnung der Wirkungsquerschnitte im Monte-Carlo-Code

---

Zur Berechnung der Ladungsverteilung schwerer Ionen in Plasmen wird in dieser Arbeit nicht die Lösung der gekoppelten Ratengleichungen wie in ETACHA angestrebt (siehe Abschnitt 5.3) sondern ein Monte-Carlo-Ansatz verfolgt. In den Code werden dabei die Plasmaparameter eines Targets, das in

verschiedene Bereiche unterteilt ist, eingespeist, die aus Hydrodynamiksimulationen stammen (Details hierzu siehe Kap. 4.3.2). Zu Beginn einer jeden Rechnung werden zunächst die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation und Anregung eines einfach geladenen Projektils und den Einfang von Elektronen für ein vollionisiertes Projektil berechnet. Dies ist im Folgenden als  $\sigma_{3K_{i,j}}$  für den Prozess  $i$  in der Schale  $j$  bezeichnet. Die so gefundenen Werte werden anschließend mit den in Abschnitt 5.4 aus den Experimentdaten gewonnen Wirkungsquerschnitten skaliert, so dass damit ein Korrekturfaktor  $K_{i,j}$  bestimmt wird. Dieser wird anschließend auf die - wie in den vorigen Abschnitten beschriebenen - aus ETACHA stammenden, für den Plasmafall modifizierten Berechnungsroutinen für die Wirkungsquerschnitte im Plasma  $\sigma_{pl-et_{i,j}}$  angewandt. Zusätzlich werden zur Ionisation und Rekombination noch die Wirkungsquerschnitte für die Stöße mit freien Elektronen  $\sigma_{fr,j}$  hinzugefügt. Somit ergeben sich die neuen verwendeten Wirkungsquerschnitte zu

$$\sigma_{Pl,i,j} = K_{i,j} \cdot \sigma_{pl-et_{i,j}} + \sigma_{fr,j} \quad (5.16)$$

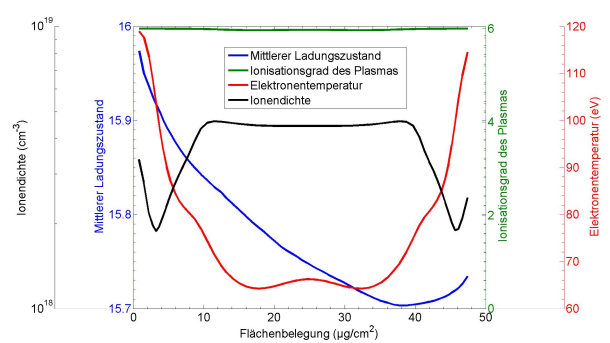
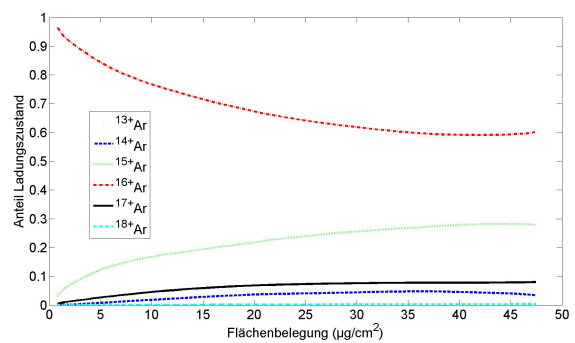
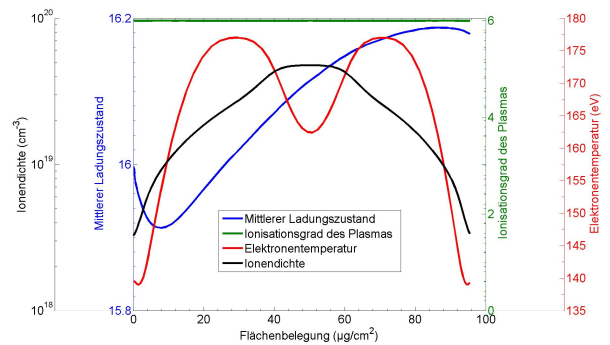
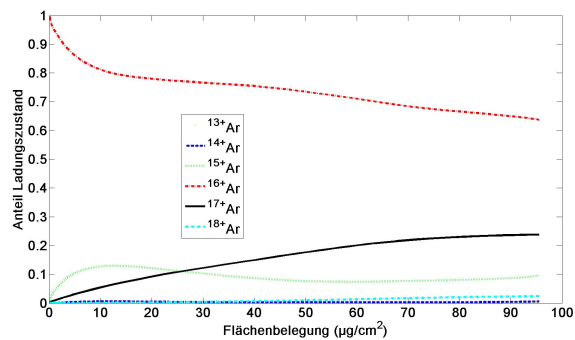
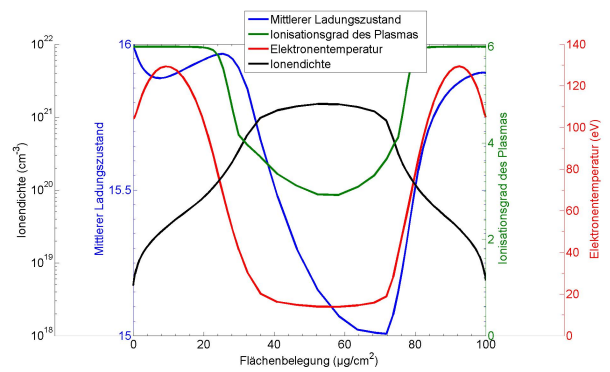
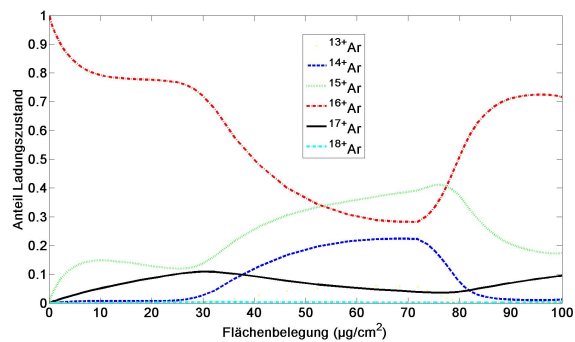
Anschließend wird ein Wahrscheinlichkeitsgitter entlang des Weges eines Ions erstellt auf dem mit einer genügend kleinen Schrittweite die Stoß- und Umladungswahrscheinlichkeiten berechnet werden. Dies ermöglicht die Berechnung der Ladungsverteilung in einem entsprechenden Target. Die Berechnung der Ladungsverteilung in den in Kapitel 4 erzeugten Laserplasmen wird im folgenden Abschnitt durchgeführt.

## 5.7 Ladungsverteilungen in Plasmen – Systematiken und Effekte

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der theoretische Apparat für die Beschreibung der Umladung in Plasmen vorgestellt sowie der Einfluss der Plasmamaparameter auf die Wirkungsquerschnitte zur Ionisation und Rekombination herausgearbeitet. Weiterhin wurden ebenfalls gekoppelte Effekte beschrieben, die zu teils nicht erwarteten Auswirkungen führten. In diesem Abschnitt werden die quantitativen Auswirkungen der bisher allgemein untersuchten Effekte nun am Beispiel des im Experiment erzeugten Laserplasmas untersucht. Dies wird für den Fall des Experiments aus Abschnitt 4.3 geschehen, also der Heizung einer Kohlenstofffolie von beiden Seiten mit Laserlicht der zweiten Harmonischen der Lasersysteme Phelix und nhelix. Das betrachtete Projektil ist Argon bei einer Energie von 4 MeV/u und dem Eingangsladungszustand 16+. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen sind in Abbildung 5.11 auf Seite 83 zusammengefasst. Die Bilder auf der linken Seite zeigen die Entwicklung der Ladungsverteilung im Plasma selbst zu verschiedenen Zeiten der Plasmaexpansion. Rechts daneben ist zur gleichen Zeit sowohl der sich aus den Ladungsverteilungen zur Linken ergebenden mittlere Ladungszustand (blau) sowie die für das Verständnis wichtigen Plasmamaparameter Ionendichte (schwarz), Temperatur (rot) und Ionisationsgrad (grün) über der Flächenbelegung angegeben. Die Darstellung über der Flächenbelegung wurde gewählt, da mit deren Hilfe die Beiträge verschiedenener Mengen an Materie besser beurteilt werden können. Bei einer Darstellung über den Ort erscheint auch zu frühen Zeiten die Korona im Vergleich zur ursprünglichen Dicke der Folie bereits weit ausgedehnt. Allerdings befindet sich ein Großteil der Materie noch in einem räumlich kleinen Bereich, trägt aber in der Hauptsache zum Energieverlust bei. Die dargestellten Zeitschritte sind die Zeiten 3 ns, 7 ns und 13 ns und repräsentieren in der genannten Reihenfolge also einen recht frühen Zeitpunkt der Laser-Plasma-Wechselwirkung, den Zeitpunkt der vollständigen Durchheizung des Targets und abschließend einen recht späten Zeitpunkt nach Ende der Laser-Plasma-Wechselwirkung. An der Länge der X-Achse lässt sich auch gleichzeitig die noch vorhandene Flächenbelegung des Targets ablesen.

Zu Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung ist das Target von starken Gradienten in den Plasmamaparametern geprägt. So ist die Temperatur in den Außenbereichen mit 100-120 eV bereits am Ende der Laseranstiegsflanken relativ hoch und ausreichend, um das Target in diesen Bereichen vollständig zu ionisieren. Allerdings ist der mittlere Bereich, der bis zu diesem Zeitpunkt nur weitestgehend durch Strahlungstransport geheizt wurde, mit 15-20 eV relativ kühl. Dementsprechend ist auch dort die Dichte





**Abbildung 5.11:** Ladungsverteilungen (linke Seite) und mittlerer Ladungszustand (rechte Seite) von Argon bei 4 MeV/u gemäß Theorie in einem Kohlenstoffplasma erzeugt wie im Experiment in Abschnitt 4.3. Dargestellt sind die Entwicklungen von oben nach unten zu den Zeitschritten 3, 7 und 13 ns. Weiterhin sind auf der rechten Seite zusätzlich die Plasmamaparameter, die den Rechnungen zu Grunde liegen, angegeben.

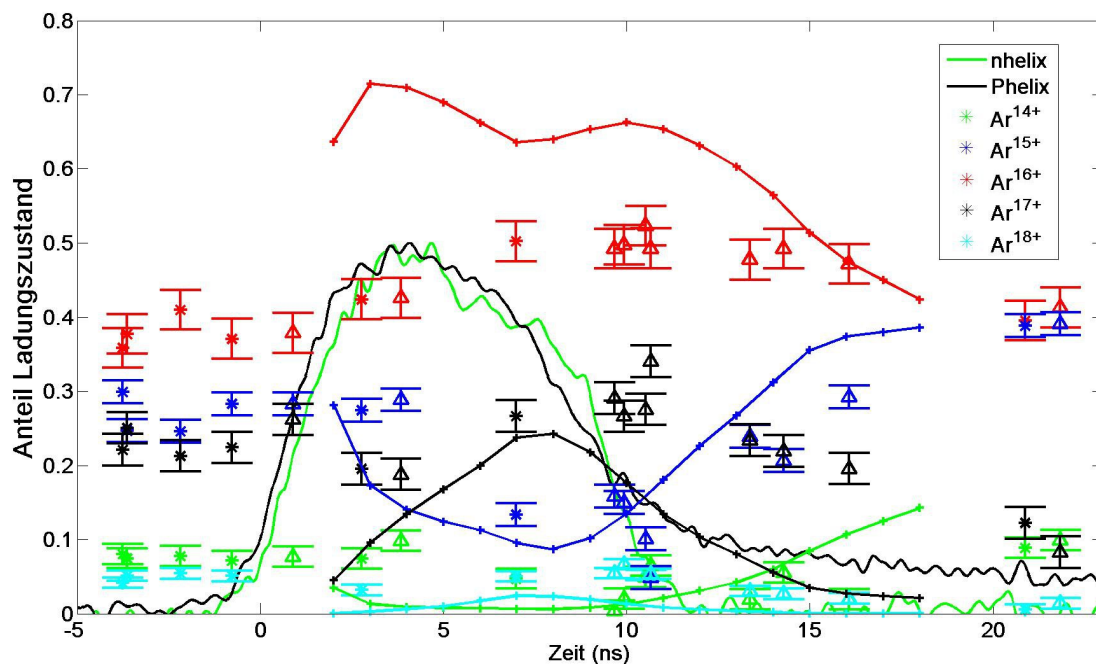
---

deutlich höher, was zusammengekommen zu einem niedrigeren Ionisationsgrad als in der Korona führt. Für die Ladungsverteilung bedeutet dies das Folgende:

Das Projektil trifft zunächst in der relativ stabilen Konfiguration mit gefüllter K-Schale auf die heiße Plasmakorona ( $0-20 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ ). Als Konsequenz kommt es wie in den Abschnitten 5.5.2.2 und 5.5.3.2 ausführlich diskutiert zu einer Erhöhung der freien Weglänge des Ionenstrahls und weiterhin zu zunächst nur relativ wenig Umladung in die benachbarten Ladungszustände 15+ und 17+ und die Ladungsverteilung bleibt recht schmal. Mit Sinken des Ionisationsgrades des Plasmas steigen nun erneut die Wirkungsquerschnitte für die Rekombination in der Mitte des Targets. Dies führt zu einem deutlichen Anstieg der niedrigeren Ladungszustände 15+ und 14+ im Target und dementsprechend zu einem Abfall der Population der höheren. Aufgrund der geringeren mittleren freien Weglängen kommt es zu mehr Umladungsprozessen und die Ladungsverteilung wird breiter. Die letzten 20% des Targets bestehen wieder aus einer heißen Korona, weshalb erneut die höheren Ladungszustände 16+ und 17+ stärker besetzt werden. Wie an der Krümmung der Kurve des Ladungszustandes 17+ zu erkennen ist, ist dieser Ladungszustand aufgrund seiner höheren freien Weglänge relativ träge und damit ein guter Indikator. Jedoch wird zu keinem Zeitpunkt ein Gleichgewichtsladungszustand erreicht. Betrachtet man den mittleren Ladungszustand zur Rechten, so ist festzustellen, dass die erfolgenden Änderungen der Ladungsverteilungen im Target in der Tat signifikant sind. Ist der mittlere Ladungszustand direkt nach Eintritt in das Target stark vom Eingangsladungszustand geprägt, so sinkt er in dem dichteren aber kühleren Bereich um etwa eine gesamte Ladung von 16 auf 15 um dann anschließend in der Korona, die ca.  $20 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  umfasst, erneut auf 15,9 anzusteigen. Diese Unterschiede im Target bleiben nur bei Messung der austretenden Ladungsverteilung im Experiment verborgen.

Die Systematik ändert sich zu späteren Zeiten. Nach 7 ns (mittlere Abbildungen) liegt das gesamte Target in praktisch vollionisiertem Zustand bei Temperaturen zwischen 140 eV und 180 eV vor. Die Dichtegradienten erstrecken sich im Unterschied zu oben nur noch über eine Größenordnung, allerdings nur noch bei Ionendichten über das Intervall  $(1-5) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  bzw. Elektronendichten von  $(0.6-3) \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . In Bezug auf die Ladungsverteilung handelt es sich damit um ein homogenes Target. Der Dichteeffekt, wie in Abschnitt 5.5.2.2 erläutert, spielt dort nahezu keine Rolle mehr, auch die Rekombinationsquerschnitte ändern sich wie in den Abschnitten 5.5.3.2 und 5.6.2.1 bei den vorherrschenden Temperaturen und Dichten nur noch wenig. Zwar scheinen am Ende des Targets die Änderungen in der Ladungsverteilung sich zu langsam zu verkleinern, allerdings kann hier im Plasma offenbar nach rund  $100 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  noch nicht von einem Gleichgewichtsladungszustand gesprochen werden. Auch der mittlere Ladungszustand ändert sich im letzten Fünftel des Targets nicht mehr signifikant. Dieser liegt mit etwa 16,2 etwas über dem Wert von 15,8 für kalten festen Kohlenstoff und im Vergleich zum kalten Gas mit 15,1 deutlich über diesem. Weiterhin ist zu bemerken, dass die sich ausprägende Ladungsverteilung im Plasma im Vergleich zu kalter Materie, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, deutlich schmaler ist. Die benachbarten Ladungszustände sind also vergleichsweise wenig besetzt.

Nach 13 ns (untere zwei Abbildungen), also 3 ns nach Ende der Laserheizung des Targets, ist dieses bereits deutlich auf eine Temperatur von etwa 60-70 eV abgekühlt. Die Dichte ist erneut gesunken, weiterhin hat sich auch die Flächenbelegung des in alle Raumrichtungen expandierten Plasmas deutlich reduziert. Das Abkühlen führt auch bei den geringen Dichten dazu, dass der Ionisationsgrad des Plasmas wieder langsam auf Werte knapp unter 5,9 zu sinken beginnt, auch wenn er wie in der Abbildung rechts dargestellt nach wie vor hoch ist. Trotzdem beginnt hier bereits wieder der nicht-strahlende Einfang Beiträge zur Rekombination zu liefern. Verursacht durch die deutlich geringere Dichte und den damit wahrscheinlicheren Einfang von Elektronen in höhere Schalen und anschließendem Zerfall (siehe Kap. 5.5.3.2 und Kap. 5.6.2.1) werden nun die etwas niedrigeren Ladungszustände systematisch wieder stärker besetzt. Der Abfall auf einen mittleren Ladungszustand von etwa 15,7 hält sich dabei in Grenzen, setzt sich jedoch für spätere Zeiten konsequent weiter fort.



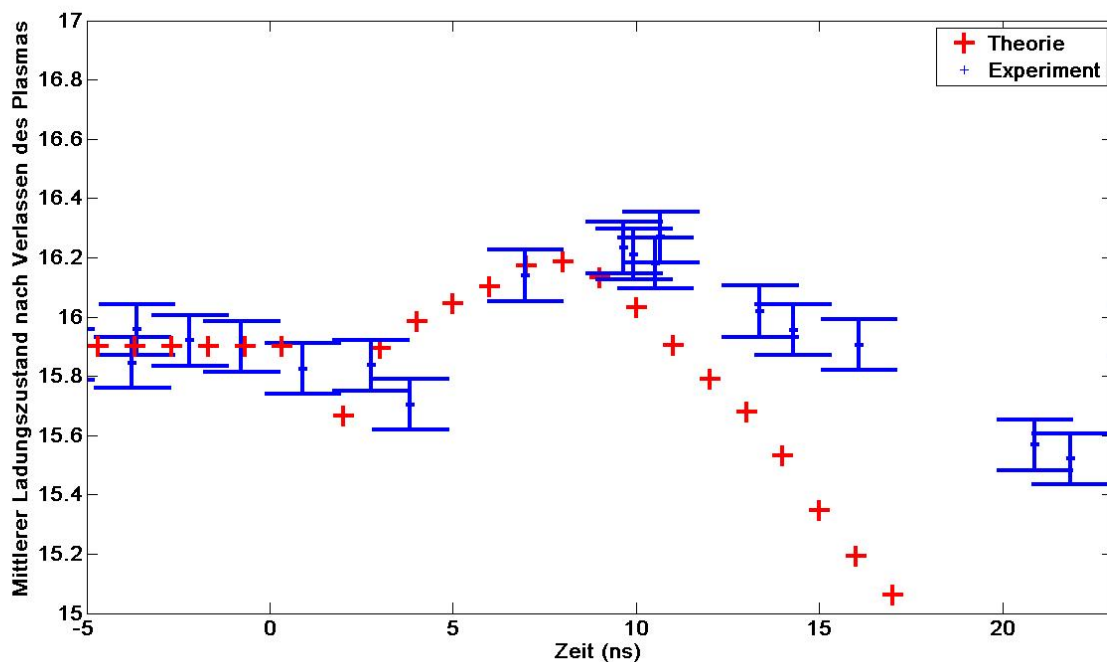
**Abbildung 5.12:** Vergleich zwischen experimentell gemessener Ladungsverteilung austretend aus dem Target und Simulationsergebnissen am Ende des Targets für Argon bei 4 MeV/u und dem Eingangsladungszustand 16+. Bei den durchgezogenen Linien handelt es sich um die theoretischen Ergebnisse.

Zusammenfassend sei bemerkt, dass es in den im Rahmen dieser Arbeit erzeugten heißen Laserplasmen, durchaus zu merklichen Veränderungen in den Ladungsverteilungen im Plasma gemäß der Theorie kommt. Es wird dabei ein im Vergleich zum Festkörper etwas und im Vergleich zum kalten Gas deutlich erhöhter mittlerer Ladungszustand prognostiziert. Dieses Verhalten spiegelt sich auch in den aus dem Plasma austretenden Ladungsverteilungen wider. Der quantitative Vergleich zwischen Theorie und Experiment erfolgt im folgenden Abschnitt.

## 5.8 Austretende Ladungsverteilungen

Im Fall der Ladungsverteilungen kann der Vergleich mit den experimentellen Daten nur für den Fall der austretenden Ladungsverteilung aus dem Target erfolgen. Die Historie der Evolution ist im Experiment nicht auflösbar, was genau der Grund für die Entwicklung der Monte-Carlo-Simulation ist. Dieser Vergleich erfolgt für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente mit Argonprojekten. Im Fall des Experiments mit Calcium in Abschnitt 4.4.2 erweisen sich die Fehlerbalken als zu groß, um einen detaillierten Vergleich durchführen zu können. Die beobachteten Trends wurden bereits in dem genannten Abschnitt erläutert und finden sich qualitativ auch in der Theorie wieder. In Anbetracht der sich hier unmittelbar anschließenden Diskussion des Argonprojektils lässt sich kein weiterer Erkenntnisgewinn erreichen, weshalb auf eine systematische Gegenüberstellung an dieser Stelle verzichtet wird.

Das Hauptexperiment dieser Arbeit stellt den Fall der beidseitigen Heizung des Targets mit der zweiten Harmonischen der Lasersysteme nhelix und Phelix dar. In Abbildung 5.12 ist dieser Vergleich dargestellt. Dort befinden sich erneut die experimentellen Daten, die bereits in Abschnitt 4.3 in Abbildung 4.18 dargestellt wurden. Weiterhin sind im Zeitraum von 2-18 ns als durchgezogene Linien die Ergebnisse der Simulationsrechnungen gezeigt. Zwischen Experiment und Theorie gibt es qualitativ eine sehr gute



**Abbildung 5.13:** Vergleich zwischen dem vermessenen mittleren Ladungszustand im Experiment und Theorie nach Austritt aus dem Plasma.

Übereinstimmung, auch quantitativ ist diese in Anbetracht einer Methode, die letztlich auf den Wirkungsquerschnitten für den Ladungsaustausch basiert, ziemlich gut. An dieser Stelle gilt zu berücksichtigen, dass einige Wirkungsquerschnitte, insbesondere die Rekombinationsquerschnitte (insbesondere die der dielektronische Rekombination) nicht genauer als auf einen Faktor 2-3 bekannt sind.

Wie in der genannten Abbildung dargestellt, kommt es sowohl im Fall der Ladungszustände 16+ und 17+ zu einem Anstieg der Population beim Durchqueren des Plasmas. Allerdings werden im Experiment etwas mehr Projektile im Ladungszustand 17+ beobachtet, die in der Theorie den Ladungszustand 16+ bevölkern. Die experimentelle Ladungsverteilung ist also etwas breiter als die theoretische. Auch ist der Rückgang des Ladungszustandes 17+ im Experiment mit Abnahme der Flächenbelegung des Targets zu Zeiten größer als 10 ns langsamer als von der Theorie prognostiziert. Sehr gut hingegen modelliert wird die zeitliche Entwicklung des Ladungszustandes 15+, dieser folgt dem theoretischen Verlauf ziemlich gut. Auch der in den Experimenten beobachtete Anstieg der niedrigeren Ladungszustände 15+ und 14+ bereits direkt nach Ende der Laser-Plasma-Wechselwirkung wird so in Experiment und Theorie gefunden.

Abbildung 5.13 zeigt den Verlauf des mittleren Ladungszustandes sowohl im Experiment als auch in der Theorie. Die Übereinstimmung ist für die ersten 12 ns sehr gut, wenngleich im Experiment analog zur obigen Darstellung aufgrund des langsameren Abfalls des Ladungszustandes 17+ der mittlere Ladungszustand etwas höher bleibt als von der Theorie prognostiziert. Bezogen auf die Stopping Power sind die Abweichungen zwischen Experiment und Theorie an dieser Stelle für die ersten 12 ns nur gering bzw. praktisch nicht vorhanden, da hier Theorie und Experiment gut übereinstimmen. Zu späteren Zeiten fangen sie jedoch an eine gewisse Rolle zu spielen. Nach 17 ns beträgt der Unterschied im mittleren Ladungszustand immerhin etwa 0,6, was immerhin 5 % Abweichung im differentiellen Energieverlust an dieser Stelle bedeutet.

Als Grund für die Abweichungen kommt eine etwas höhere Dichte im Experiment und damit größere Beteiligung des Dichteeffekts an den höheren Ladungszuständen in Frage. Dies wäre allerdings im Widerspruch zu der sehr guten Übereinstimmung zwischen den Hydrodynamiksimulationsrechnungen und

---

den Dichteprofilen, die mit Hilfe des Interferometers vermessen wurden. Wahrscheinlicher sind Abweichungen in den Wirkungsquerschnitten von der Realität, die auch erwartet werden müssen. So ließen sich beispielsweise mit größeren Ionisationswahrscheinlichkeiten mehr höhere Ladungszustände erzeugen. Auch insgesamt größere Wirkungsquerschnitte, wie im Fall von Ionisation und Rekombination, würden eine stärkere Besetzung des Ladungszustandes  $17+$  verursachen und gleichzeitig die theoretische Ladungsverteilung verbreitern. Der Grund hierfür ist, dass es auf dem Weg des Projektils durch das Plasma nur noch zu sehr wenigen Ladungsaustauschreaktionen kommt. So durchqueren gemäß Theorie zu Zeiten ab 10 ns bereits rund 8 % der einfallenden Projektile das Plasma, ohne auch nur einmal die Ladung zu ändern. Dieser Anteil wird mit fallender Flächenbelegung noch größer. Deshalb ist die von der Theorie prognostizierte Ladungsverteilung auch schmaler als im Festkörper. Und wie beispielsweise in Abbildung 5.11 zu erkennen ist, ist selbst in der heißen Korona bei Eintritt des Ions in einem relativ stabilen Grundzustand die Rekombination zunächst wahrscheinlicher als die Ionisation in einen höheren Ladungszustand. Dafür haben die höheren Ladungszustände längere mittlere freie Weglängen als die niedrigeren, weswegen mit fortschreitendem Durchqueren des Targets der Anteil der niedrigeren Ladungszustände dann erneut wieder sinkt, sowohl im Fall kalter (siehe Abschnitt 5.4) als auch im Fall heißer Materie (siehe Abb. 5.11). Die Monte-Carlo-Simulationen wurden für gewöhnlich mit 1 Million Teilchen durchgeführt. Im Fall kalter Materie durchquerte keines dieser Teilchen das Target ohne sich nicht mindestens einmal umzuladen.

Abschließend sei bemerkt, dass im Fall der vermessenen Ladungsverteilungen Experiment und Theorie über die gesamte Zeit der Laser-Plasma-Wechselwirkung im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeit in gutem Einklang miteinander sind. Es werden zu keiner Zeit während der Heizung des Targets größere systematische Abweichungen zwischen Experiment und Theorie beobachtet, was in gutem Einklang mit dem in Abschnitt 4.4.1 prognostizierten Verhalten ist. Es werden im Plasma im Vergleich zur Kaltgasladungverteilung, und solange das Plasmataarget nicht zu weit expandiert ist, auch eine verstärkte Population höherer Ladungszustände im Vergleich zum Festkörper beobachtet. Dieses Verhalten ist in guter qualitativer und quantitativer Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen.





---

## 6 Die theoretische Beschreibung des Energieverlustes in Plasmen und Vergleich mit Experimenten

In diesem Kapitel wird die im vorangegangenen Kapitel durchgeführte Berechnung der Ladungsverteilungen von schweren Ionen in Plasmen mit dem differentiellen Energieverlust verbunden. Für die allgemein bekannten Theorien von Bethe, Bohr und Bloch ist dies meist über das in Abschnitt 2.2 verworfene System der effektiven Ladung geschehen. Ein sehr entscheidender Punkt an dieser Stelle ist nun die physikalisch sinnvolle Behandlung der Abschirmung des Projektilpotentials durch dessen gebundene Elektronen. Der Energieverlust muss somit in Abhängigkeit des Stoßparameters betrachtet werden. Weiterhin wird die Notwendigkeit für den Übergang von der rein störungstheoretischen Beschreibung mit Hilfe der Bethe-Formel, die nur große Stoßparameter berücksichtigt, wie zumeist zuvor in [Fra08, Rot97] verwendet, in ein Bild unter der gleichzeitigen Berücksichtigung naher Stöße und der damit verbundenen Veränderung des Coulomb-Logarithmus erläutert. Eine Eigenentwicklung ist aufgrund der Komplexität der Thematik im Rahmen einer experimentellen Dissertation an dieser Stelle kaum möglich, weshalb die Zusammenarbeit mit den Entwicklern des CasP-Codes<sup>1</sup> gesucht wurde, die ihren Code an die Bedürfnisse dieser Arbeit bzw. der an der GSI durchgeführten Experimente angepasst haben.

Die Verwendung des CasP-Codes erlaubt die Berechnung des differentiellen Energieverlustes in Kohlenstoffplasmen. In diesem Kapitel wird die Modellierung des Energieübertrags an gebundene und freie Elektronen erläutert. Anschließend erfolgt ein quantitativer Vergleich der Unterschiede zwischen dem CasP- und dem Bethemodell. Im weiteren Verlauf wird die Änderung des differentiellen Energieverlustes im lasererzeugten Kohlenstoffplasma im Detail untersucht. Am Ende des Kapitels werden die theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

---

### 6.1 CasP

---

Bereits in Abschnitt 2.2.6 wurde der CasP-Code vorgestellt und dessen Eignung, die in dieser Arbeit zu beschreibenden Energieüberträge in Abhängigkeit des Stoßparameters zu bestimmen, betont. Sowohl im Fall von Argon- als auch von Calcium-Ionen ist eine Ladungsverteilung von etwa 5 Ladungszuständen zu erwarten, die zum differentiellen Energieverlust beitragen. Die Berücksichtigung der verschiedenen Abschirmung des Projektilkerns erfolgte dabei durch die Einführung von Zeta-Potentialen. Das sich so einstellende Potential hat die Form:

$$\Phi(r) = -\frac{Z_p - N_p}{r} - N_p \sum_{i=1}^{N_p} (a_i + b_i r) \exp\left(-\frac{c_i r}{r}\right) \quad (6.1)$$

$N_p$  steht dabei für die Anzahl der gebundenen Projektilelektronen,  $\Phi(r)$  für die stoßparameterabhängige Abschirmfunktion der gebundenen Elektronen. Die Parameter  $a_i$ ,  $b_i$  und  $c_i$  werden aus DHFS-Rechnungen (Dirac-Hartree-Fock-Slater) gewonnen. Somit beträgt die effektive (in diesem Fall aber basierend auf der tatsächlichen) Ladung des Projektils  $Z_{eff} = Z - N_p \Phi(r)$  im Abstand  $r$  vom Projektil. Die Berechnung des Energieübertrags erfolgte in der ebenfalls im oben genannten Kapitel beschriebenen

---

<sup>1</sup> Gregor Schiwietz („Helmholtz-Zentrum für Materialien und Energie“, Berlin) und Pedro Luis Grande („Universidade Federal do Rio Grande do Sul“, Porto Allegre, Brasilien)

---

UCA und berücksichtigt damit auch den Übergang im Energieübertrag vom rein störungstheoretischen Bild in Bereiche geringerer Projektilenergie. Die Beiträge gebundener und freier Elektronen werden dabei getrennt bestimmt.

Im Fall gebundener Elektronen werden zunächst in der modifizierten Fassung des CasP-Codes die Bindungsenergien für ionisierten Kohlenstoff mit Hilfe des Modells von Green-Sellin und der Lösung mit Hilfe der WKB-Methode [SG74] neu berechnet. Die Oszillatorstärken wurden von den Kollaborationspartnern mit Hilfe eigener Hartree-Fock-Slater-Rechnungen bestimmt. Da sowohl Energieübertrag als auch Stoßwahrscheinlichkeit stark von der Bindungsenergie des Targetelektrons abhängen, wird die Ladungsverteilung der Plasmaionen im Target benötigt. Diese wird mit Hilfe der Lösung der Saha-Gleichung bestimmt.

Die Beiträge der freien Elektronen zum differentiellen Energieverlust werden durch Wahl eines einfachen Oszillators mit der Plasmonenenergie  $I_{pl} = \hbar\omega_p$  als Anregungsenergie berechnet. Dies lässt sich im Code durch den Energieübertrag an ein Wasserstoffatom mit von Hand angepassten Bindungsenergien realisieren. An dieser Stelle soll aber noch einmal darauf hingewiesen werden, dass dieser Oszillator nicht identisch mit der um die Plasmonenanregung erweiterten Betheformel ist. Es handelt sich vielmehr um einen Oszillator, bei dem der Energieübertrag im Rahmen der UCA unter der Berücksichtigung verschiedener Stoßparameterregime berechnet wird.

---

## 6.2 Die Abhängigkeit des differentiellen Energieverlustes von Ladungszustand und Plasmamparametern

---

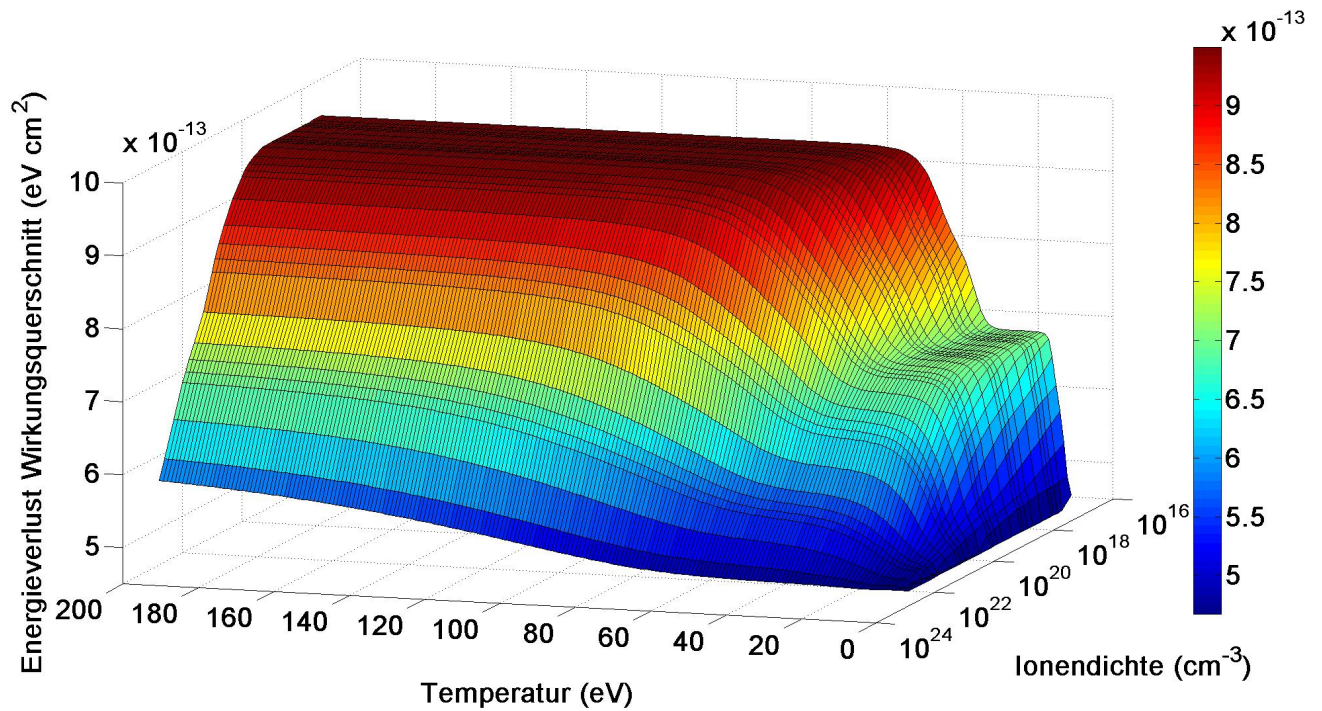
Zusammengenommen lässt sich somit der Energieübertrag des Projektils an das Target, bzw. dessen Energieverlust bei einem bestimmten fixen Ladungszustand in Abhängigkeit von den gewählten Plasmamparametern beschreiben. Dieser Sachverhalt ist graphisch in Abbildung 6.1 für Argon bei einer Energie von 4 MeV/u im Ladungszustand 18+ aufgetragen. Gezeigt ist dort die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für den Energieverlust von Temperatur und Ionendichte des Plasmas. Dort ist effektiv die Abhängigkeit vom Coulomb-Logarithmus zu erkennen. Man erkennt bei geringen Temperaturen zunächst einen Anstieg auf - im Fall geringer Dichten - bis zum etwa 1,5-fachen des Wertes des Wirkungsquerschnitts in kalter Materie. Dort bildet sich eine Art Schulter heraus. Diese ist je nach Ionendichte verschieden stark ausgeprägt. Die Ursache hierfür ist die relativ stabile Konfiguration des Ladungszustandes 4+ bei Kohlenstoff. Wird die Temperatur weiter erhöht, so werden auch die Elektronen aus der K-Schale herausgelöst und es kommt zu einem weiteren deutlichen Anstieg des Energieverlustes. Dies liegt darin begründet, dass die Differenz der Anregungsenergien zwischen dem gebundenen Zustand in der K-Schale und der Plasmonenenergie der freien Elektronen hier besonders groß ist. Besagter Anstieg läuft bei höheren Dichten merklich langsamer und weniger ausgeprägt ab. So wird in der Nähe der Festkörperdichte selbst bei Temperaturen von 200 eV nur ein Anstieg des Coulomb-Logarithmusses von weniger als 30 % prognostiziert. Analoge Bilder und Abhängigkeiten wurden ebenfalls für die anderen Ladungszustände von Argon und für das ebenfalls in dieser Arbeit verwendete Calcium erzeugt und zeigen genau die gleichen Abhängigkeiten bei etwas geringeren Absolutwerten. Aufgrund des geringen zusätzlichen Informationsgehalts wurde auf eine Darstellung an dieser Stelle verzichtet. Interessant ist jedoch die Abhängigkeit des Modells vom Ladungszustand. Die häufig verwendete und sehr bekannte Bethe-Formel suggeriert hier eine  $Z^2$ -Abhängigkeit von dieser Größe. Dieser Zusammenhang wurde in älteren Arbeiten häufig angewendet. Weiterhin von Interesse ist die tatsächliche Auswirkung der Abweichungen der modifizierten Blochtheorie von der reinen Betheform des Energieverlustes.

---

### 6.2.1 Die Unterschiede zwischen Betheformel und CasP für Schwerionen in Plasmen

---

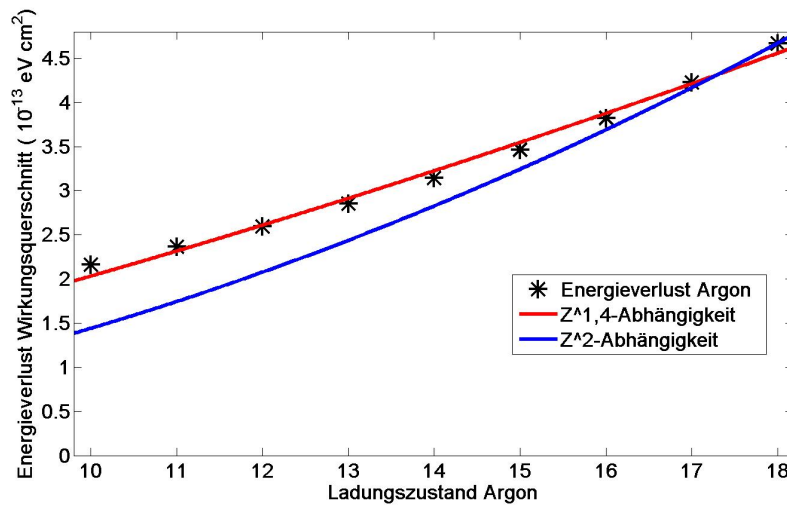
In diesem Abschnitt sollen die konkreten Auswirkungen der Verwendung des CasP-Codes für die in dieser Arbeit untersuchten Projektil-Target-Kombinationen betrachtet werden, abgesehen von dem, wie in Ab-



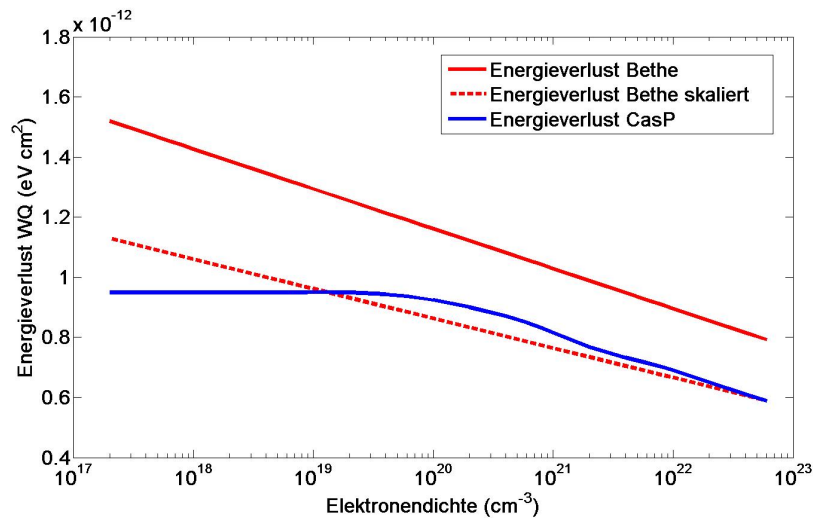
**Abbildung 6.1:** Verlauf des Wirkungsquerschnitt für Argon mit dem Ladungszustand 18+ bei einer Energie von 4 MeV/u in Abhängigkeit der Plasmamaparameter Ionendichte und Temperatur.

schnitt 2.2 ausführlich erläutert, deutlich sinnvollerem physikalischen Bild. Der Energieverlust weist im Rahmen der auf Störungstheorie basierenden Bethetheorie eine quadratische Abhängigkeit zur Kernladungszahl des Schwerions auf, da in die Modellierung ein punktförmiges Projektil eingeht. Dieser Zusammenhang wurde und wird häufig mit dem Ladungszustand eines Schwerions gleichgesetzt [Boh41] und die gleiche Abhängigkeit postuliert. Dies war jedoch weder im Rahmen der Bethe- noch der Blochtheorie von den Autoren so vorgesehen. Dieser quadratische Zusammenhang ist mit CasP im hier betrachteten Energiebereich nicht zu finden. Dies ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Hierbei wurde der Energieverlust von Argon in Kohlenstoff bei der Energie 4 MeV/u in Abhängigkeit des Ladungszustandes aufgetragen. Die dargestellten Punkte sind die Ergebnisse des CasP-Codes. Weiterhin ist der Verlauf bei einer quadratischen Abhängigkeit des Energieverlustes in Form einer einfachen Parabel  $f(x) = a \cdot x^2$  (blaue Kurve) dargestellt. Die blaue Kurve ist dabei eine Parabel ausgehend vom Wert des Energieverlustes für ein vollionisiertes Argonion. Es stellen sich deutliche Abweichungen ein, eine quadratische Abhängigkeit vom Ladungszustand kann nicht gefunden werden. Sie ist wie zu erkennen schwächer, eine gute Übereinstimmung wurde mit dem Exponenten 1,38 anstatt 2 erzielt (rote Kurve).

Interessant ist weiterhin, insbesondere für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente, die Abhängigkeit des Coulomb-Logarithmus von der Elektronendichte. Im Fall der Betheformel hat dieser die Form von Gleichung 2.17 auf Seite 13, im Fall des CasP-Codes ist dieser aufgrund der Unterteilung in verschiedene Stoßparameterbereiche verschieden und deutlich komplexer. Er lässt sich somit nicht in einer einfachen nachvollziehbaren analytischen Form ausdrücken, auch wenn es sich nur um einen Oszillator handelt, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben. Das Verhalten der beiden Theorien ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Betrachtet wird erneut Argon im vollionisierten Fall zwecks Vermeidung der Einführung einer effektiven Ladung (siehe Abschnitt 2.2.4). Dort ist zu erkennen, dass zum einen die Betheformel wie ebenfalls aus dem Abschnitt 2.2.4 bekannt den Energieverlust im Vergleich zu CasP, unabhängig vom Wert der Oszillatorstärke des Targets, im hier betrachteten Energiebereich überschätzt. Dies wurde in älteren Arbeiten durch die Einführung einer effektiven Ladung fälschlich korrigiert,



**Abbildung 6.2:** Abhängigkeit des Energieverlustes vom Ladungszustand gemäß CasP. Für eine quadratische Abhängigkeit ist eine deutliche Abweichung zu bemerken, für einen Exponenten von 1,38 ergibt sich jedoch eine gute Übereinstimmung.



**Abbildung 6.3:** Energieverlust gemäß Bethe-Formel für  $\text{Ar}^{18+}$  (rote Kurve) bei 4 MeV/u und gemäß CasP. Gestrichelt ist erneut der Kurvenverlauf der Betheformel gezeigt. Diese wurde zur besseren Vergleichbarkeit in dieser Darstellung auf das Ergebnis des CasP-Codes bei einer Elektronendichte von  $6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  skaliert (siehe Text).

da es sich hier beim vollionisierten Projektil nicht um Abschirmeffekte durch gebundene Elektronen handeln kann. Das gleiche Verhältnis erhält man ebenfalls beim Vergleich der Ergebnisse für festen Kohlenstoff mit einer effektiven Oszillatorstärke von 85 eV. Bei den hier betrachteten Elektronendichten betragen diese jedoch zwischen etwa 0,1 und 10 eV. Des Weiteren zeigt der CasP-Code auch einen deutlich anderen Verlauf im Vergleich zur Betheformel. So steigt in der UCA der Energieverlust mit geringer werdender Anregungsstärke zunächst etwas schneller an. Viel wichtiger ist aber der Effekt bei geringen Dichten, dass diese in eine Art Sättigung läuft. Dies ist durch die bereits in Abschnitt 2.2.6 angesprochene Einführung des Blochterms begründet und der damit erfolgenden Begrenzung der Anregungswahrscheinlichkeiten (für Details siehe [GS02]). Interessanterweise wird der Fehler für die hier beschriebene Projektil-Target-Konfiguration wieder ein Stück weit dadurch kompensiert, dass die bereits mehrfach erwähnte quadratische Abhängigkeit der Bethe-Formel vom Ladungszustand zu stark ist. Dies führt jedoch interessanterweise dazu, dass bei den tatsächlich eingenommenen mittleren Ladungszuständen rund um  $\text{Ar}^{16+}$  die Abweichungen etwas geringer sind und somit viele experimentelle Daten noch recht gut beschrieben werden können. Diese Übereinstimmung ist jedoch letztlich zufällig und beschreibt deswegen nicht die Physik, die für das Verhalten verantwortlich ist.

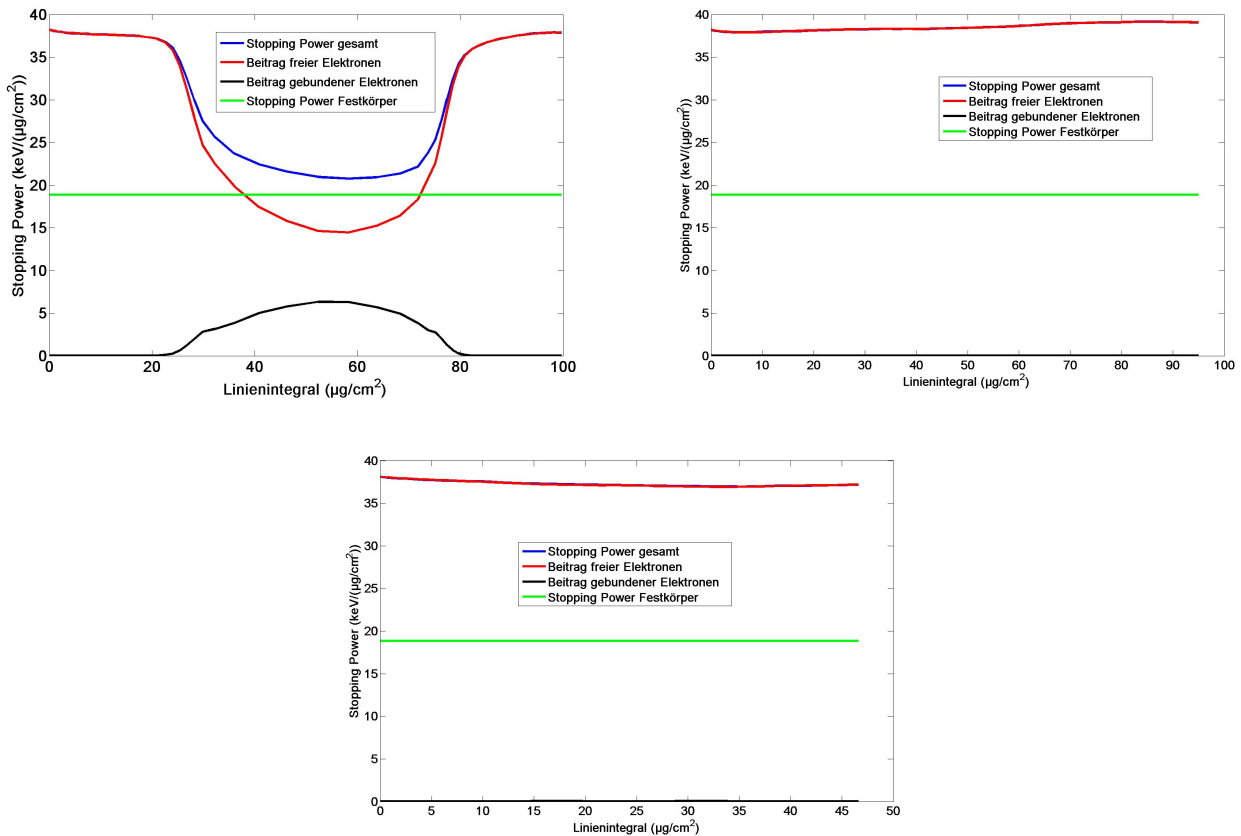
### 6.3 Differentieller Energieverlust im lasererzeugten Kohlenstoffplasma

Nach einigen grundsätzlichen Erläuterungen im vorangegangenen Abschnitt wird nun analog zur Diskussion der Ladungsverteilung in Kapitel 5 die Änderung des differentiellen Energieverlustes in den in Kapitel 4 erzeugten Kohlenstoffplasmen untersucht. Dies geschieht ausschließlich mit Hilfe der Theorie, da das durchgeführte Experiment den Energieverlust nur integral über das Target bestimmen kann. In Abbildung 6.4 ist der Verlauf des differentiellen Energieverlustes von Argon bei einer Energie von 4 MeV/u und dem Eingangsladungszustand 16+ zu den Zeiten 3 ns, 7 ns und 13 ns nach Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung dargestellt. Dort ist zum einen der Verlauf der Stopping Power im Target in Abhängigkeit vom Linienintegral gezeigt, zum anderen die Zusammensetzung aus den Beiträgen gebundener und freier Elektronen. Weiterhin ist dort zur Orientierung der Energieverlust von Argon im Festkörper gemäß dem Ergebnis von CasP mit  $18,89 \frac{\text{keV}}{\mu\text{g}/\text{cm}^2}$  angegeben. Die Berechnung der Stopping Power an dieser Stelle erfolgt dabei mit  $S_{ges} = \sum_q f(q) \cdot S(q)$ , also unter der Berücksichtigung der Ladungsverteilung des Projektils  $f(q)$ , die in Abbildung 5.11 zu finden ist. Weiterhin sind dort auch die Plasmaparameter zu den jeweiligen Zeitschritten dargestellt.

Wie in Abbildung 6.4 (links oben) zu sehen, liefern die gebundenen Elektronen zum differentiellen Energieverlust zu frühen Zeiten noch einen merklichen Beitrag (schwarze Kurve), jedoch bereits zu diesem frühen Zeitpunkt ist der Energieübertrag im gesamten Target von den freien Elektronen dominiert. Nur im teillionisierten Stück in der Mitte sind noch nennenswerte Beiträge vorhanden. Sie betragen jedoch nur ein Drittel des Wertes der freien Elektronen. Der Grund hierfür ist, dass die beim Ionisationsgrad 3+ von Kohlenstoff noch gebundenen Elektronen recht große, und ab dem Überschreiten des Ionisationsgrades 4+ sehr große Anregungsenergien bzw. geringe Oszillatorstärken haben und nur entsprechend wenig zum Energieverlust beitragen. Zur Orientierung: Bei kaltem Kohlenstoff tragen die beiden in der 2p-Schale gebundenen äußeren Elektronen rund 50 % zum gesamten Energieverlust bei, die beiden Elektronen der 2s-Schale etwa 35 % und die der 1s-Schale nur rund 15 %. Da sich die Anregungsenergien zwischen den äußeren gebundenen Elektronen im Kohlenstoff und den freien Elektronen im Plasma nicht allzu stark unterscheiden, ergibt sich an dieser Stelle nur eine geringe Abweichung im Vergleich zum Wert in festem Kohlenstoff. Sie unterscheiden sich jedoch genügend, insbesondere im Vergleich zur 2s-Schale des Kohlenstoffs, um den Abfall des mittleren Ladungszustandes in diesem kühleren Bereich mit im Vergleich zum Festkörper niedrigerer Dichte, verursacht durch einen geringeren Dichteeffekt, entgegenzuwirken und diesen mehr als auszugleichen.

Beim späteren Zeitschritt in Abbildung 6.4 (links oben) ist konsequenterweise der Beitrag von gebundenen Elektronen vollständig verschwunden und nur noch freie Elektronen liefern erkennbare Beiträge zum differentiellen Energieverlust. Deshalb sind auch die blaue Kurve für den gesamten Energieverlust



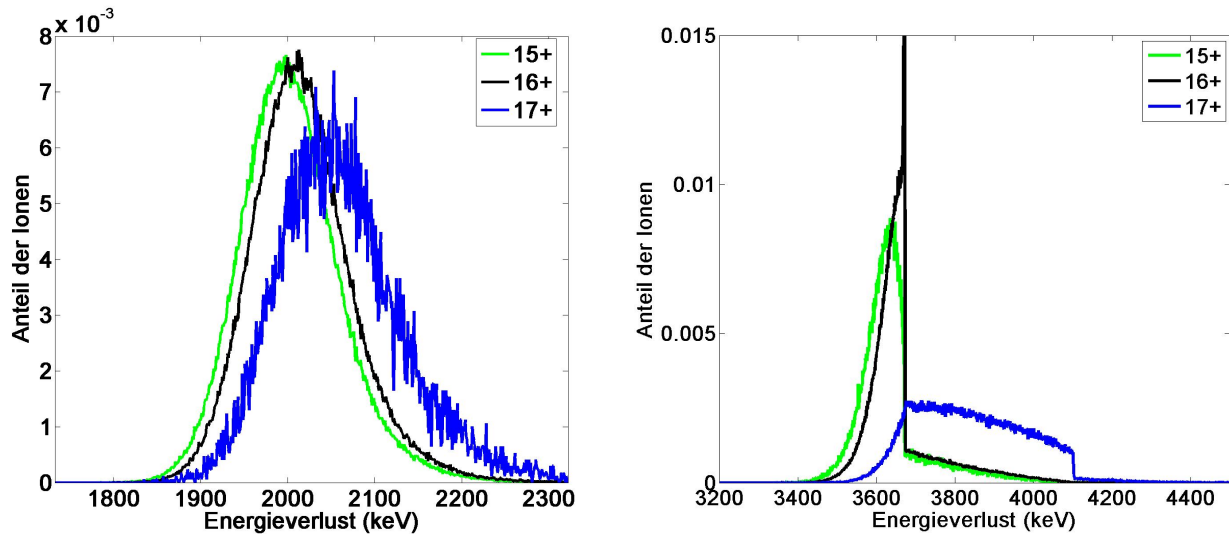


**Abbildung 6.4:** Differentieller Energieverlust von Argon bei 4 MeV/u und einem Eingangsladungszustand von 16+ im Kohlenstofftarget. Dargestellt sind die Entwicklungen zu den Zeitschritten 3 ns, 7 ns und 13 ns. Angegeben ist jeweils die gesamte Stopping Power (blau), welche die Summe aus den Beiträgen von freien (rot) und gebundenen (schwarz) Elektronen darstellt. Als Orientierung ist weiterhin in grün als konstante Linie die Stopping Power von Argon im Gleichgewichtsladungszustand in einer festen Kohlenstoffolie angegeben.

und die rote für den Beitrag freier Elektronen nicht zu unterscheiden. Das Plasma ist zu diesem Zeitschritt bereits recht weit expandiert, weswegen die Dichtegradien deutlich abgeflacht sind und die Änderungen der Anregungsenergien der Plasmonen auf den Coulomblogarithmus nur noch gering ausfallen. Dementsprechend lässt sich am Verlauf der Kurve der Verlauf des mittleren Ladungszustandes direkt beobachten, der im Wesentlichen für die kleinen Unterschiede in der Stopping Power auf dem Weg der Ionen durch das Target an dieser Stelle verantwortlich ist. Gegen Ende des Targets wird ein maximaler Wert von  $39 \frac{\text{keV}}{\mu\text{g}/\text{cm}^2}$  erreicht, was im Vergleich zum Festkörper einem Anstieg von etwa einem Faktor zwei entspricht.

Nach 13 ns zeigt sich als Systematik ein ähnliches Verhalten wie zuvor. Sowohl der Coulomblogarithmus als auch der Ionisationsgrad im Target sind nach wie vor sehr groß. Allerdings beginnt der mittlere Ladungszustand aufgrund der in der Targetmitte einsetzenden Rekombination (siehe Abb. 5.11-rechts unten) langsam zu sinken. Dies ist auch die Ursache für das leichte Absinken der Stopping Power im Target. Es soll aber an dieser Stelle noch einmal herausgestrichen werden, dass mehr als 95 % der Erhöhung der Stopping Power im Vergleich zum Festkörper in allen hier beschriebenen Fällen durch die Änderung des Coulomblogarithmus verursacht werden. Der sich einstellende Ladungszustand spielt aufgrund der starken Plasmaexpansion für den Energieverlust im Vergleich zum Festkörper nur eine untergeordnete Rolle. Vergleicht man den sich einstellenden Ladungszustand allerdings mit dem einer Kaltgasverteilung, und dieser Vergleich ist aufgrund der Dichteabhängigkeit des Ladungszustandes eigentlich der sinnvolle,





**Abbildung 6.5:** Vergleich der Energieverteilung der verschiedenen Ladungszustände von Argon bei 4 MeV/u nach Durchquerung eines Plasmataargets nach 1 ns (links) bzw. 7 ns (rechts). Es ergeben sich mehr als auffällige Unterschiede in der Form, allerdings nicht im Schwerpunkt der Verteilung (siehe Text).

so ist der Einfluss größer. Es ergeben sich hier Unterschiede im mittleren Ladungszustand von bis zu  $\Delta q_{mean} = 1,2$ . Dies macht damit einen Effekt von bis zu 12 % aus. Hierbei wurde die Abhängigkeit vom Ladungszustand, wie in Abbildung 6.2 für CasP dargestellt, zu Grunde gelegt.

#### 6.4 Ladungszustandsabhängigkeit des Energieverlustes

Eine interessante Frage, der an dieser Stelle kurz nachgegangen werden soll, ist inwieweit für die verschiedenen Ladungszustände auch ein verschiedener Energieverlust beobachtet werden kann. Die Abhängigkeit der Stopping Power vom Ladungszustand des Projektils wurde bereits in Abschnitt 6.2.1 diskutiert. Es stellt sich jedoch die Frage, ob ein Ion, das beispielsweise das Target mit dem Ladungszustand 17+ verlässt, sich tatsächlich im statistischen Mittel im Target vorzugsweise mit einem höheren Ladungszustand fortbewegt hat. Letztlich ist dies zu einem gewissen Grad mit der Frage nach einem Gleichgewicht zwischen Ionisation und Rekombination ab einer gewissen Targetdicke verwandt. Dynamisches Gleichgewicht bedeutet, dass es hinreichend viele Ladungsaustauschprozesse gegeben haben muss, um dieses Gleichgewicht herzustellen. In Abbildung 6.5 ist die Energieverteilung der Ladungszustände 15+ bis 17+ zu einem sehr frühen Zeitpunkt nach 1 ns (links) und später nach 7 ns (rechts) dargestellt. Das gesamte Plasma liegt in einem vollionisierten Zustand vor und es gibt dementsprechend kaum noch Rekombination. Auf die Ladungszustände 14+ und 18+ wurde in der Darstellung verzichtet, da ihre Besetzung jeweils zu einem der beiden Zeitpunkte verschwindend gering ist und der Vergleich entsprechend schwierig ist. Die darzustellenden Trends lassen sich ohne Einschränkungen auch an den dargestellten Verteilungen illustrieren. Aufgetragen ist in den Abbildungen der Anteil der Ionen mit einer gewissen Energie nach Durchquerung des Targets in Energieintervallgrößen von 1 keV. Im Fall des noch kalten Plasmas auf der linken Seite ist auch das von kalter Materie erwartete Verhalten zu erkennen. Alle dargestellten Ladungszustände weisen eine relativ symmetrische Energieverlustverteilung mit nahezu identischem Mittelwert auf. Ein leichter Unterschied zwischen den verschiedenen Ladungszuständen ist jedoch zu erkennen. Dieser beträgt allerdings im Maximalfall zwischen dem Ladungszustand 15+ und 17+ nur rund 50 keV. Das entspricht im Experiment einem Flugzeitunterschied von etwa 70 ps. Das ist

---

zu wenig, um im Experiment nachweisbar zu sein.

Ein interessantes Verhalten weist hingegen die Energieverteilung im heißen Plasma (rechts) auf. Zu beachten an dieser Darstellung ist, dass jede der Kurven für den jeweiligen Ladungszustand auf eine Fläche von 1 normiert wurde. Es ist somit in der obigen Darstellung nicht enthalten, dass es zu dem angesprochenen Zeitschritt sehr viel weniger Ionen gibt, die das Plasma mit einem anderen Ladungszustand als 16+ verlassen (siehe Abbildung 5.11 Mitte).

Zunächst fällt der scharfe Peak beim Ladungszustand 16+ auf. Dieser kommt wie bereits weiter oben erklärt durch die höhere Reichweite der Projektilionen im Plasma zustande. Die Y-Achse wurde hierbei begrenzt um eine Sichtbarkeit der Verteilung der anderen Ladungszustände zu ermöglichen. So erreicht der Anteil der Argonionen mit dem Ladungszustand 16+, die das Plasma durchqueren ohne sich ein einziges Mal umzuladen, trotz der hohen Flächenbelegung des Targets von  $95 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  zu dieser Zeit 4%. Dementsprechend hoch ist auch der Anteil der Ionen mit nur einer sehr geringen Anzahl von Umladungen. Somit stellt sich keine Landau-ähnliche Verteilung wie in der Abbildung links ein, sondern es kommt zu scharfen Brüchen in der Energieverteilung. Links von der scharfen Kante wachsen die Verteilungen an, wie sie sich im Fall mehrfacher Umladung ergeben würden. Rechts davon finden sich nur noch die Ionen, die sich vor allem zunächst in den im Vergleich zum Eingangsladungszustand nächsthöheren Ladungszustand 17+ umgeladen haben. Die Wahrscheinlichkeit, dass sie diesen Ladungszustand dann direkt beibehalten, ist sehr hoch, weswegen sich eine fast konstante Funktion bis zu einer recht scharfen Kante bei etwa 4,1 MeV ergibt. Das sind genau die Ionen, die sich bereits in den Randbereichen bei Eintritt in das Plasma in den höheren Ladungszustand 17+ und anschließend 18+ umgeladen haben und so das Target durchquert haben um sich kurz vor Ende wieder in 17+ umzuladen. Die Kurve steigt mit abnehmenden Energieverlust langsam an, da mit abnehmender Strecke zunehmend Ionen mit einer etwas anderen Ladungszustandshistorie hinzukommen, vornehmlich die Ionen, die sich nur einmal von 16+ nach 17+ umgeladen haben.

Weiterhin auffällig ist eine in der Theorie merkbare Energieverbreiterung des Ladungszustandes 17+. Diese würde im Experiment allerdings auch nur Flugzeitunterschieden von ca. 200-300 ps entsprechen. Diese Zeitspanne ist zwar prinzipiell mit dem Spektrometer auflösbar. Bezogen auf die Pulsbreite der Ionen von 3-4 ns ist dies aber auch ein maximaler Unterschied in der Breite des Pulses von etwa 5 %, vorausgesetzt, diese Verbreiterung würde tatsächlich alle Ionen, die das Target durchqueren, betreffen. Jedoch ist im Experiment der erwartete Effekt geringer. Mit fortschreitender Expansion des Plasma zu größeren Zeiten als 7 ns wird er aufgrund der abnehmenden Liniendichte kleiner, zu frühere Zeiten als 7 ns fällt die Verbreiterung aufgrund der verstärkt stattfindenden Umladung auch erneut schmaler aus. Es gibt also nur für die Ionen, die gerade zu diesem Zeitpunkt das Plasma durchqueren, einen Effekt im Bereich der Nachweisschwelle des Experiments. Dort erfolgt aufgrund der zeitlichen Breite des Mikropulses zwangsläufig eine Mittelung über die besagten Bereiche mit geringerer Verbreiterung. Dieser postulierte Effekte konnte in den experimentellen Daten nicht gefunden werden, beziehungsweise er liegt im Rahmen der statistischen Schwankungen von der Pulsbreite des Gesamtsystems, bestehend aus Detektor und Beschleuniger.

---

## 6.5 Integraler Energieverlust und Vergleich mit Experimenten

---

Am Ende dieser Arbeit steht der Vergleich zwischen den gemessenen Energieverlustdaten und den aus der Theorie berechneten Werten. Insbesondere soll an dieser Stelle der Unterschied zwischen dem Aufbau mit einer beidseitigen Bestrahlung bei den beiden verschiedenen Laserfrequenzen erläutert werden.

In Abbildung 6.6 sind die experimentellen Daten für Calcium (blau) wie bereits in Abschnitt 4.2.2 dargestellt. Zusätzlich ist erneut der Verlauf der Liniendichte (orange) sowie der Ergebnisse für den Energieverlust von Calcium mit dem Austrittsladungszustand 18+ gemäß Theorie (rot) dargestellt. Die Fehlerbalken der Simulation ergeben sich aus der Halbwertsbreite der Verteilung aufgrund der verschiedenen eingenommenen Ladungszustände auf dem Weg durch das Plasma. Wie im obigen Ab-

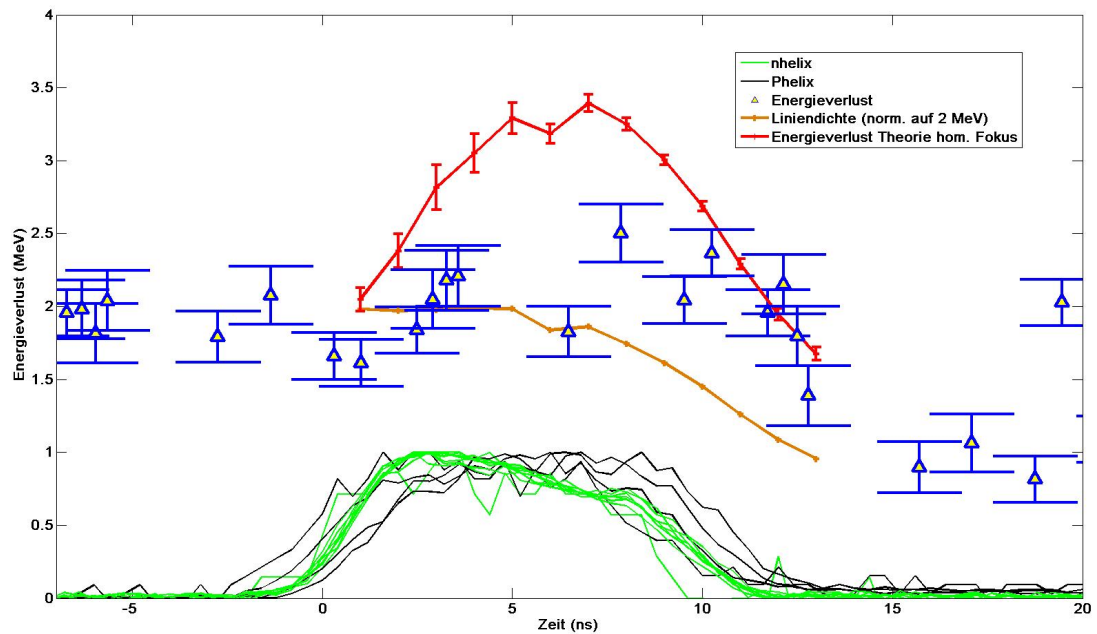


Abbildung 6.6: Energieverlust von Calcium bei 4,9 MeV/u im Vergleich mit der Theorie.

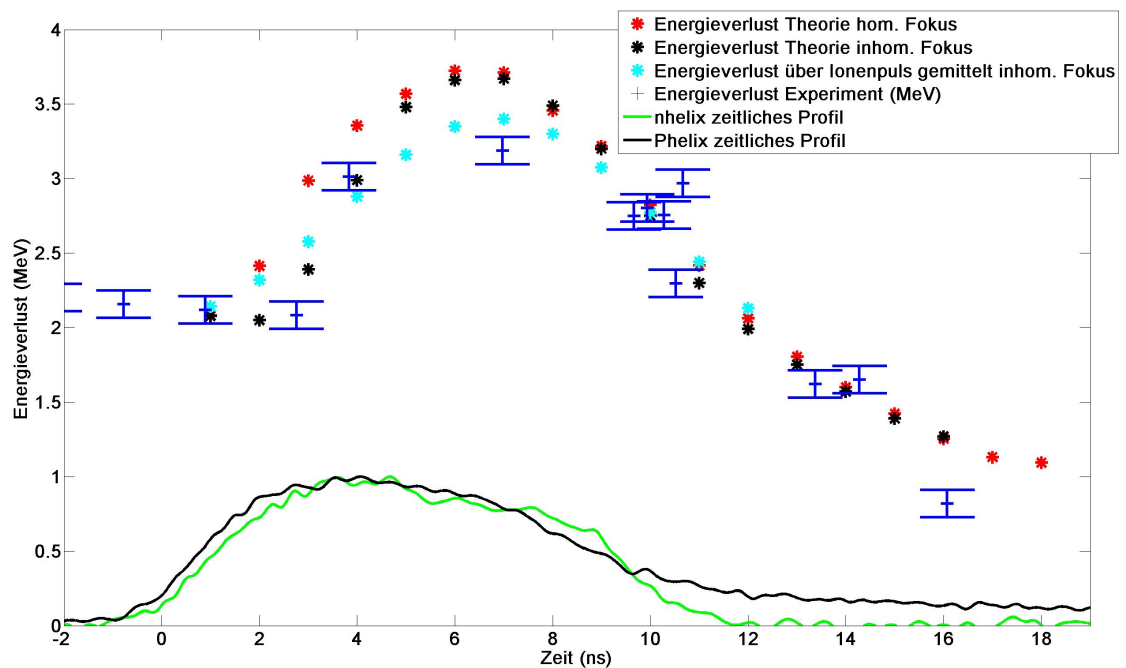


Abbildung 6.7: Energieverlust von Argon bei 4,0 MeV/u im Vergleich mit der Theorie.

schnitt diskutiert, durchquert das Projektil in den Simulationen im Vergleich zur kalten Materie das Target mit einer deutlich reduzierten Anzahl an Umladungen. Dies tritt in dieser Konfiguration für Calcium verstärkt auf, da das Projektil sowohl etwas höherenergetischer ist und damit die Wirkungsquerschnitte für die Umladung sinken, als auch die Projektilelektronen beim Eintrittsladungszustand stärker gebunden sind. Dies ist auch der Grund, warum für die theoretischen Werte die Fehlerbalken sinken, da bei immer seltener stattfindender Umladung die Streuung der Energieverlustwerte in der Theorie abnimmt. Als Plasmaparameter wurden die Ergebnisse von RALEF-2D-Rechnungen mit den dem Experiment im Mittel entsprechenden Laserparametern zugrunde gelegt. Der Laserfokus wurde dabei als homogen angenommen. Für den Fall der beidseitigen Bestrahlung mit dem inhomogenen Laserfokus analog zu den Abschnitten 4.1.1 und 4.3.1 wurden in dieser Konfiguration keine der aufwendigen 2D-Hydrodynamiksimulationen durchgeführt. Zu Zeiten kleiner als 10 ns sind deutliche Abweichungen zwischen den erwarteten theoretischen Werten und den experimentellen Daten zu erkennen. Zwar fällt der Einbruch des Energieverlustes im Vergleich zu Abbildung 4.2 deutlich geringer aus, allerdings erfolgt trotzdem keine deutlich schnellere Homogenisierung des Targets, so dass die prognostizierten Werte erreicht werden. Die abfallende Flanke von 10-13 ns gibt jedoch die der experimentellen Daten gut wieder. Letztlich muss aber die Konsequenz gezogen werden, dass der Übergang von der einseitigen zur beidseitigen Heizung des Targets nur einen kleinen Schritt in Richtung geringerer Inhomogenitäten während der Laser-Plasma-Wechselwirkung bedeutet. Die Zeitskala, auf der die Homogenisierung erfolgt, wurde nur um etwa 2 ns verbessert, ausgehend von dem Gedanken, dass die Theorie an dieser Stelle die Wechselwirkung richtig beschreibt. Viel wichtiger an dieser Stelle ist aber nun der Vergleich für die Daten aus dem in Abschnitt 4.3 beschriebenen Experiment mit der Verwendung der zweiten Harmonischen der Lasersysteme zur Heizung des Targets.

In Abbildung 6.7 ist der Vergleich zwischen verschiedenen theoretischen Verläufen des Energieverlustes und den experimentellen Daten dargestellt. Insgesamt sind in dieser Abbildung insgesamt drei verschiedene Kurven für den gemäß der Theorie prognostizierten Verlauf des Energieverlustes zu finden. Die rote zeigt den Verlauf analog zur obigen Grafik. Für die Hydrodynamiksimulationen mit RALEF-2D wurden erneut die gemittelten Experimentparameter zugrunde gelegt. Die Laserpulsdauer betrug  $T = 7$  ns, die Energie 30 J, was bei einem Fokusbereich von 1 mm einer Intensität von  $4,6 \cdot 10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$  entspricht. Das Fokusprofil wurde in diesem Fall zunächst im Fall der roten Kurve als homogen angenommen. Zu Beginn der Laser-Plasma-Wechselwirkung werden zunächst erneut Abweichungen gefunden, diese sind jedoch deutlich kleiner als im Fall des obigen Bildes für Calcium und insbesondere im Vergleich zur einseitigen Bestrahlung mit nhelix [Fra08]. Im Maximum wird ein Wert von 3,7 MeV erreicht und übertrifft dabei etwas das gemessene Maximum mit 3,2 MeV nach 7 ns. Auf der abfallenden Flanke wird erneut eine sehr gute Übereinstimmung erreicht. Stellt man sich die Frage nach der Rolle der auch im Fall der Heizung mit der zweiten Harmonischen sich einstellenden Inhomogenitäten, so kann hierüber versucht werden, mit Hilfe der Simulationsrechnungen wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben mit der einfachen Modellierung der Inhomogenitäten im Fokusprofil, deren zeitliche Entwicklung abzuschätzen. Die Ergebnisse dieser Simulationen wurden verwendet und es wurde vereinfacht angenommen, dass nur Ionen detektiert werden, die den heißen Teil niedrigerer Flächenbelegung durchqueren. Dieser zeitliche Verlauf ist in der schwarzen Kurve abgebildet. Dort ist zu erkennen, dass es zwischen dem homogenen und dem inhomogenen Fall in der Tat für die ersten 4-5 ns merkbare Unterschiede gibt. Insbesondere wird auch der zunächst konstante Verlauf des Energieverlustes im Experiment mit dem Punkt bei 2,5 ns gut wiedergegeben. Ab dann folgt die Kurve sehr gut den experimentellen Daten, allerdings übersteigt auch sie im Maximum weiterhin die gemessenen Ergebnisse. Die abfallende Flanke ist analog zum homogenen Fall.

Die letztlich entscheidende Kurve zum Vergleich ist allerdings die dritte dargestellte Kurve (cyan). Hier wurde erneut der inhomogene Laserfokus zugrunde gelegt. Allerdings wird die schwarze Kurve nun von einem Ionenstrahl mit einem gaußförmigen zeitlichen Profil mit einer Halbwertsbreite von 4,5 ns abgetastet. Dies entspricht der Situation im durchgeführten Experiment. Diese Breite führt zu einem

---

Absinken des Maximums in der Theorie, da auch Ionen mit geringerem Energieverlust links und rechts vom Maximum zur Position des Schwerpunkts des Signals beitragen. Dies reduziert die Abweichungen zwischen experimentell gefundenem Energieverlust und den theoretischen Voraussagen deutlich. Bereits nach 4 ns stimmen die theoretischen Vorhersagen mit den im Experiment gefundenen Werten hervorragend überein. Zwar wird nach 7 ns nicht ganz das prognostizierte Maximum erreicht, jedoch sind auch zu späteren Zeiten die Abweichungen meist geringer als 10 %, und zwar ohne eine Systematik, die auf eine Über- oder Unterschätzung hindeuten würde. Die Standardabweichung von Experiment und Theorie beträgt in diesem Experiment  $\sigma_{STABW} = 0,2 \text{ MeV}$ . Bessere Werte sind weder von der Modellierung noch vom Experiment gemäß dessen Fehlerbalken zu erwarten. Zu späteren Zeiten ist die Übereinstimmung ähnlich gut. Der Einfluss des Heizens von beiden Seiten mit doppelter Laserfrequenz führt also offenbar zu einer deutlichen Verkürzung der Zeiten, während der Theorie und Experiment vorher systematisch voneinander abwichen. Auch die Absolutwerte der Abweichungen sind deutlich geringer. Dies deutet sehr stark darauf hin, dass die mit Hilfe der Hydrodynamiksimulationen postulierten Inhomogenitäten tatsächlich die vorangegangenen Messungen stark beeinflusst haben. Dies ist in diesem Experiment nun nur noch sehr viel weniger der Fall, so dass es in der Tat geeignet ist, die in der Theorie verwendeten atomphysikalischen Modelle zu überprüfen, sowohl für die Ladungsverteilung, aber viel wichtiger an dieser Stelle nun auch für den Energieverlust von schweren Ionen in Plasmen. Sowohl im Experiment als auch in der Theorie wurde festgestellt, dass die Veränderung des Ladungszustandes in dem hier betrachteten Kohlenstoffplasma im Fall von Argonionen für den Energieverlust im Vergleich zum Festkörper nur eine untergeordnete Rolle spielt. Der entscheidende Punkt für die deutliche Überhöhung im Vergleich zum Festkörper ist die Expansion des Plasmas hin zu geringeren Dichten und die daraus resultierende Vergrößerung des Coulomblogarithmusses für die entsprechenden Plasmonenfrequenzen.

Im Vergleich zum Startpunkt dieser Arbeit wie in [Fra08] beschrieben, wo die nun mehrfach diskutierten Abweichungen zwischen Theorie und Experiment gemessen wurden, haben sich knapp zusammengefasst die folgenden Veränderungen ergeben: Der Einfluss der Hydrodynamik im Target auf das Experiment wurde durch die Frequenzverdopplung der Heizlaser verringert, was im Vergleich zu vorigen Experimenten zu einem Anstieg des experimentell gemessenen Energieverlustes führte. Gleichzeitig wurde jedoch auch eine Überschätzung des Energieverlustes basierend auf Rechnungen mit der Betheformel ( $Z^2$ -Abhängigkeit, Stoßparameterabhängigkeit des Energieverlustes) festgestellt, womit auch die theoretischen Werte unter Verwendung des CasP-Codes nun geringer ausfallen. Somit wurden im Rahmen dieser Arbeit Theorie und Experiment zu einer sehr guten Übereinstimmung gebracht. Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurden somit im Detail verstanden.





---

## 7 Ausblick

Diese Arbeit beschreibt die Vermessung und Berechnung der Ladungsverteilung und des Energieverlustes von mittelschweren Ionen bei Energien von 4 – 5 MeV/u in lasererzeugten Kohlenstoffplasmen. Die Heizung des dünnen Kohlenstofftargets wurde optimiert, so dass die laserinduzierten Inhomogenitäten im Target sich nur noch gering auf die Messung des Energieverlustes auswirken. Zur Erklärung des beobachteten Anstiegs des Energieverlustes im Plasma sowie der Verschiebung der Ladungsverteilung der Projektionen im Plasma hin zu höheren Ladungszuständen wurde eine mikroskopische Beschreibung unter Berücksichtigung sämtlicher relevanter Prozesse entwickelt. Diese ermöglicht die korrekte Beschreibung der experimentellen Daten und erklärt somit die Physik der Wechselwirkung.

Trotzdem sind sowohl von experimenteller als auch von theoretischer Seite Verbesserungen möglich und sinnvoll. So wurde der Einfluss der laser-induzierten Inhomogenitäten auf die Plasmabildung deutlich beschränkt. Er kann jedoch noch weiter reduziert werden. Eine Möglichkeit ist der Einbau eines elektro-optischen Modulators in das Phelix-Frontend. Dieser ist im ursprünglichen Design bereits dort vorgesehen. Das Anlegen einer Hochfrequenz von im konkreten Fall 17 GHz führt zum Auftreten von Seitenbändern im Frequenzspektrum des Lasersystems. Diese können mit Hilfe eines Gitters räumlich getrennt werden, so dass es unter Verwendung der bereits vorhandenen „Random Phase Plate“ zu einer zeitlichen Oszillation der Intensitätsverteilung im Fokus kommt. Diese Oszillation ist bei der angelegten Frequenz schneller als die hydrodynamische Reaktion des Plasmas und führt damit zu einer Verschmierung des phasenplatteninduzierten Intensitätsprofils. Dies ist am Phelix-Lasersystem in einer Dimension im Aufbau des Systems prinzipiell vorgesehen und reduziert gemäß Rechnungen hierzu die lokalen Intensitätsunterschiede am Target um einen Faktor zwei. Das hier beschriebene Verfahren ist unter dem Namen „Spatial Smoothing by Spectral Dispersion“ (SSD) bekannt. Allerdings ist es nur bei dem Phelix-Lasersystem ohne großen konstruktiven Aufwand einzuführen. Für das Phelix-Lasersystem besteht diese Option nicht. Ein alternativer Weg zur homogenen Heizung eines Targets ist die Verwendung von Röntgenstrahlung. Diese kann mit Hilfe eines Konvertertargets erzeugt werden und zur gleichförmigen Bestrahlung des Targets verwendet werden. Allerdings kann zumindest im Fall von Kohlenstoff mit den zur Verfügung stehenden Laserenergien keine Vollionisation im Target erreicht werden. Jedoch sind die sich einstellenden Dichten im Fall dieses Targets höher als im Fall der direkten Bestrahlung.

Aus diagnostischer Sicht bietet sich die Ersetzung der polykristallinen Diamantdetektoren des Ladungsspektrometers durch monokristallinen Diamant an. Dies würde bei geringeren Strahlströmen eine deutliche Zunahme der Linearität zur einfallenden Teilchenzahl bedeuten. Demzufolge würden bei geringen Strahlströmen die Fehler der Messung massiv reduziert werden. Weiterhin ist eine Motorisierung der einzelnen Detektoren des Spektrometers sinnvoll. Während der Experimente hat sich gezeigt, dass der Ionenstrahl von Seiten des Beschleunigers des Öfteren nachjustiert werden muss. Eine einfache Möglichkeit zur Nachoptimierung der Spektrometerlage würde dabei sowohl wertvolle Zeit während des Experiments sparen als auch eine optimale Justage des Spektrometers sicher stellen.

Von theoretischer Seite bieten sich die folgenden Verbesserungen an: Der nicht-radiative Einfang gebundener Elektronen wird in der Eikonalthorie [Eic85] berechnet. Dieses Modell wurde in ETACHA primär deshalb verwendet, um die benötigten Rechenzeiten bei Rechnergeschwindigkeiten im Jahr 1996 moderat zu halten. In Anbetracht der im Vergleich zu dieser Zeit deutlich gestiegenen Rechnerkapazitäten, bietet sich die Ersetzung dieser Theorie durch eine Berechnung der Rekombinationsquerschnitte mit Hilfe der „Continuum Distorted Wave Approximation“ (CDW) [TE90] an, da diese deutliche genauere Ergebnisse liefert. Dies würde die Notwendigkeit zur Korrektur, insbesondere des nicht-radiativen Einfangs-

querschnitts wie in Abschnitt 5.4 beschrieben, verringern. Ebenso gibt es im Fall der dielektronischen Rekombination deutlich komplexere und modernere theoretische Modelle [BKH<sup>+</sup>08]. Dieser Mechanismus ist zur Bestimmung der Ladungsverteilung des Schwerionenstrahls in vollionisierten Plasmen von herausragender Bedeutung. Allerdings sind dies Themen, die eher in Richtung einer theoretischen als einer experimentellen Arbeit zielen. Ein weiteres Projekt, das im Rahmen weiterführender Arbeiten verfolgt werden kann, ist die Anpassung der Berechnung des radiativen Zerfalls. Die Zerfallsraten werden in ETACHA, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, anhand von Tabellenwerten berechnet. Dieses Verfahren ist sehr einfach und führt bei den Projektilenergien in dieser Arbeit, die unter der Untergrenze von ETACHA von 10 MeV/u liegen, möglicherweise zu Abweichungen. Der Dichteeffekt spielt aufgrund der sich ergebenden Dichteunterschiede zwischen Festkörper und Plasma, wie in den Abschnitten 5.5.2.2 und 5.6.2.1 erläutert, eine bedeutende Rolle. Demzufolge ist eine Verfeinerung des theoretischen Modells an dieser Stelle zwecks Steigerung der Genauigkeit ratsam.

Im Fall der theoretischen Beschreibung des Energieverlustes ist eine Berücksichtigung der thermischen Bewegung der freien Elektronen im Rahmen des Oszillatormodells sinnvoll. Dies könnte in CasP durch eine Anpassung der Berechnung der Schalenkorrekturen geschehen. Diese müssten dann nicht auf Basis der Anregungsenergie sondern auf Basis der thermischen Energie erfolgen und kann durch eine weitere Modifikation des CasP-Codes erreicht werden.

Für zukünftige Experimente bietet sich eine Veränderung des Parameterbereichs des Ionenstrahls an. Bei Energien im Bereich von 4-5 MeV/u ist mit dieser Arbeit die Wechselwirkung gut verstanden. Sehr interessant ist eine weitere Reduktion der Projektilenergie. In dem in dieser Arbeit durchgeführten Experiment mit im Vergleich zur thermischen Geschwindigkeit der Elektronen sehr schnellen Projektilen spielt die Eigenbewegung der Elektronen noch keine Rolle. Gemäß Monte-Carlo-Rechnungen, die mit Hilfe des Programms TRIM [Zie11] durchgeführt wurden, lassen sich jedoch Kohlenstoffionen mit der Beschleunigerenergie von 3,6 MeV/u unter Verwendung einer Kohlenstofffolie der Dicke 48  $\mu\text{m}$  auf eine Energie von nur 500 keV/u abbremsen. Die sich beim Abbremsen ergebende Energieverbreiterung des Strahls beträgt etwa 10 % und die sich ergebende Winkelvergrößerung des Strahls beträgt 2,5°. Gemäß den Rechnungen schwankt der Schwerpunkt der Energie eines Mikropulses mit 1000 Teilchen jedoch nur um etwa 0,2 %. Mit diesen Parametern ist eine sinnvolle Vermessung des Energieverlustes im Plasma möglich. Die Flugstrecke zur Energiebestimmung kann aufgrund der deutlich höheren Energiedeposition  $\Delta E$  im Vergleich zur Gesamtenergie des Projektils  $E_{p,ges}$  im Target  $\frac{\Delta E}{E_{p,ges}}$  und der deutlich reduzierten Projektilgeschwindigkeiten auf 1 m verkürzt werden. Die Energie 500 keV/u entspricht einem Verhältnis von Projektil- zu thermischer Geschwindigkeit von  $v_p/v_{th} \approx 1$ . Dementsprechend findet die Messung in unmittelbarer Umgebung der maximalen Energiedeposition der Schwerionen im Plasma statt und die thermische Bewegung der freien Elektronen spielt eine große Rolle. Dies ist ebenso der Fall in einem Fusionsplasma, wenngleich bei Verwendung des gleichen Targets wie in dieser Arbeit die Entartung des Plasmas wegfällt. Der theoretische Ansatz zur Beschreibung könnte im Fall des Energieverlustes mit dem um die Berücksichtigung der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen erweiterten CasP-Code erfolgen. Die Ladungsverteilung könnte durch eine auf die Beschreibung von Plasmen erweiterte Version von CTMC-Simulationen [Gru03] (Classical Trajectory Monte-Carlo) berechnet werden. Diese würde auch gleichzeitig die Berechnung des Energieverlustes verursacht durch die Ladungsaustauschreaktionen ermöglichen, die in diesem Energiebereich einen wesentlichen Beitrag zum gesamten elektronischen Energieverlust liefern. Der Energieübertrag durch Ionisation und Anregung an die Elektronen des Targets kann mit Hilfe des CasP-Codes erfolgen.

Die Vermessung der Ladungsverteilung von Kohlenstoffionen in diesem Energiebereich kann ebenfalls an Z6 unter Verwendung des 100 TW-Strahls von Phelix erfolgen. Das von Phelix erzeugte Plasma könnte von einem laserbeschleunigten Kohlenstoffstrahl durchquert und mit Hilfe einer Thomsonparabel die sich einstellende Ladungsverteilung im Vergleich zum kalten Target bestimmt werden. Da in diesem Energiebereich die Anzahl der Umladungen in Materie deutlich größer sind als bei höheren Energien,

---

würde eine einseitige Bestrahlung einer Kohlenstofffolie nur mit dem nhelix-Lasersystem zur Vermessung der Ladungsverteilung ausreichen.

Ein weiterer sehr interessanter Schritt wäre der Übergang zur indirekten Heizung des Targets. Dies könnte bei den niedrigen Projektilenergien nicht nur die Untersuchung thermischer Effekte auf den Energieverlust erlauben, sondern auch gleichzeitig die Dichte des Targets erhöhen, um den Einfluss eines gekoppelten Plasmataargets auf den Energieverlust [GS99] experimentell nachzuweisen. Die indirekte Heizung hat auch den Vorteil, dass das erwartete Target noch homogener ist, als das Target nach direkter Heizung. In unmittelbarer Umgebung des Bragg-Peaks ist eine homogene Flächenbelegung des Targets noch wichtiger als in den Experimenten in dieser Arbeit, da sich der differentielle Energieverlust in Abhängigkeit der Projektilenergie sehr viel stärker ändert. Ob die indirekte Heizung hierfür allerdings notwendig ist, kann nur im Experiment gezeigt werden.



---

# Literaturverzeichnis

- [Anh85] R. Anholt. Atomic collisions with relativistic heavy ions. II. Light-ion charge states. *Physical Review A*, 31:3579–3592, June 1985.
- [BAB<sup>+</sup>10] V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H.-M. Heuck, D. Hochhaus, D. Hoffmann, D. JavorkovÁi, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer, and K. Witte. Commissioning and early experiments of the phelix facility. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 100:137–150, 2010. 10.1007/s00340-009-3855-7.
- [Bas85] M.M. Basko. Metallic equation of state in the mean ion approximation. *Sov. High Temper.*, pages 388–396, 1985.
- [Bat62] Atomic and molecular processes. *Acad. Press, N.Y.*, 1962.
- [BBM<sup>+</sup>01] E. Berdermann, K. Blasche, P. Moritz, H. Stelzer, and B. Voss. The use of cvd-diamond for heavy-ion detection. *Diamond and Related Materials*, 10(9-10):1770 – 1777, 2001.
- [BDB<sup>+</sup>03] E. Berdermann, W. De Boer, H. Bol, M. Ciobanu, H. W. Daues, L. Fernandez-Hernando, A. Oh, S. Udrea, and D. Varentsov. Recent Developments in CVD-Diamond Detector Applications. *GSI scientific report*, 2003.
- [BDH63] W. H. Barkas, J. N. Dyer, and H. H. Heckman. Resolution of the  $\Sigma^-$ -Mass Anomaly. *Physical Review Letters*, 11:26–28, July 1963.
- [Bet30] H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397:325–400, 1930.
- [BKH<sup>+</sup>08] C. Brandau, C. Kozhuharov, Z. Harman, A. Müller, S. Schippers, Y. S. Kozhedub, D. Bernhardt, S. Böhm, J. Jacobi, E. W. Schmidt, P. H. Mokler, F. Bosch, H.-J. Kluge, Th. Stöhlker, K. Beckert, P. Beller, F. Nolden, M. Steck, A. Gumberidze, R. Reuschl, U. Spillmann, F. J. Currell, I. I. Tupitsyn, V. M. Shabaev, U. D. Jentschura, C. H. Keitel, A. Wolf, and Z. Stachura. Isotope shift in the dielectronic recombination of three-electron  $^{A}\text{Nd}^{57+}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 100:073201, Feb 2008.
- [Bla98] A. Blazevic. Hochauflösende Schichtanalytik mit hochenergetischen schweren Ionen. *Dissertation - Freie Universität Berlin*, October 1998.
- [Blo33] F. Bloch. Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. *Annalen der Physik*, 408:285–320, 1933.
- [BMT09] M. M. Basko, J. Maruhn, and An. Tauschwitz. An efficient cell-centered diffusion scheme for quadrilateral grids. *J. Comput. Phys.*, 228:2175–2193, April 2009.
- [Boe10] M. Boerner. Aufbau eines Nomarski-Multiframe-Interferometers zur Bestimmung der freien Elektronendichte in lasererzeugten Plasmen . *Master-Thesis - TU Darmstadt*, November 2010.
- [Boh13] N. Bohr. On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter. *Philos. Mag.*, 25:10–31, 1913.

- 
- [Boh41] N. Bohr. Velocity-Range Relation for Fission Fragments. *Physical Review*, 59:270–275, February 1941.
- [Boh48] N Bohr. The penetration of atomic particles through matter. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 18(8):1–144, 1948.
- [BRH06] A. Blazevic, B. Rethfeld, and D.H.H. Hoffmann. High energy density matter generated by heavy-ion beams, and application to fusion science. *Matematisk-fysiske Meddelelser* 52:1, pages 109–132, 2006.
- [BS57] Bethe and Salpeter. Quantum Mechanics of One and Two-Electron Atoms. *Academic Press, New York*, 1957.
- [Bur70] C. B. Burckhardt. Use of a random phase mask for the recording of fourier transform holograms of data masks. *Appl. Opt.*, 9(3):695–700, Mar 1970.
- [Ca-88] Recommended data on the electron impact ionization of atoms and ions: Fluorine to nickel. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 17(3):1285, 1988.
- [cas11] Convolution approximation for swift Particles. [http://www.helmholtz-berlin.de/people/gregor-schiwietz/casp\\_en.html](http://www.helmholtz-berlin.de/people/gregor-schiwietz/casp_en.html), April 2011.
- [Cay09] W. Cayzac. Entwicklung eines CVD-Diamant-Spektrometers zur Messung von Ladungszuständen von Schwerionen in lasererzeugtem Plasma . *Master-Thesis - TU Darmstadt*, November 2009.
- [Cho73] B.-H. Choi. Cross Section for M-Shell Ionization in Heavy Atoms by Collision of Simple Heavy Charged Particles. *Physical Review A*, 7:2056–2062, June 1973.
- [Cow81] Robert D. Cowan. *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. University of California Press, 1981.
- [CT97] D. A. Callahan and M. Tabak. A Distributed Radiator, Heavy Ion Target with Realistic Ion Beams. *APS Meeting Abstracts*, pages 408–+, November 1997.
- [dFA84] Leonardo de Ferrariis and Néstor R. Arista. Classical and quantum-mechanical treatments of the energy loss of charged particles in dilute plasmas. *Phys. Rev. A*, 29(4):2145–2159, Apr 1984.
- [dMAGS00] G. de M. Azevedo, P. L. Grande, and G. Schiwietz. Impact-parameter dependent energy loss of screened ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 164-165:203 – 211, 2000.
- [Eic85] J. Eichler. Relativistic eikonal theory of electron capture. *Physical Review A*, 32:112–121, July 1985.
- [Eli02] Shalom Eliezer. The interaction of high-power lasers with plasmas. *Institute of Physics Publishing - Bristol and Philadelphia*, 2002.
- [FBG<sup>+</sup>10] A. Frank, A. Blazevic, P. L. Grande, K. Harres, T. Heßling, D. H. H. Hoffmann, R. Knobloch-Maas, P. G. Kuznetsov, F. Nürnberg, A. Pelka, G. Schaumann, G. Schiwietz, A. Schökel, M. Schollmeier, D. Schumacher, J. Schütrumpf, V. V. Vatulín, O. A. Vinokurov, and M. Roth. Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma. *Phys. Rev. E*, 81(2):026401, Feb 2010.



- 
- [FC] J.K.Dukowicz N.L.Johnson B.A.Kashiwa R.M.Rauenzahn E.L.Addressio, J.R.Baumgardner and C.Zemach. Caveat: A computer code for fluid dynamics problems with large distortion and internal slip. *LA-10613-MS*, 1.
- [Fra08] A. Frank. Energieverlust von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen . *Diplomarbeit - TU Darmstadt*, March 2008.
- [G<sup>+</sup>89] D. Gardes et al. *Rad. Eff. and Def. in Solids*, 110:49–53, 1989.
- [Gru03] F. Gruener. *Experiments and simulation of transverse cooling and heating in ion channeling*. Dissertation - LMU München, 2003.
- [GS98] P. L. Grande and G. Schiwietz. Impact-parameter dependence of the electronic energy loss of fast ions. *Physical Review A*, 58:3796–3801, November 1998.
- [GS99] D. O. Gericke and M. Schlanges. Beam-plasma coupling effects on the stopping power of dense plasmas. *Phys. Rev. E*, 60:904–910, Jul 1999.
- [GS02] P. L. Grande and G. Schiwietz. The unitary convolution approximation for heavy ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 195:55–63, October 2002.
- [gsi11] <http://www-inj.gsi.de/index.php>. July 2011.
- [HBF<sup>+</sup>11] T. Heßling, A. Blazevic, A. Frank, D. Kraus, M. Roth, G. Schaumann, D. Schumacher, T. Stöhlker, and D. H. H. Hoffmann. Time- and spectrally resolved measurements of laser-driven hohlraum radiation. *Phys. Rev. E*, 84:016412, Jul 2011.
- [Heß10] T. Heßling. Charakterisierung lasererzeugter Hohlraumstrahlung für die experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit Plasmen. *Dissertation - TU Darmstadt*, March 2010.
- [KCM69] G. S. Khandelwal, B.-H. Choi, and E. Merzbacher. Tables for Born Approximation Calculations of K- and L- Shell Ionization by Protons and Other Charged Particles. *Atomic Data*, Vol. 1, p.103, 1:103–+, 1969.
- [Kra79a] M. O. Krause. Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 8:307–327, April 1979.
- [Kra79b] M. O. Krause. Atomic radiative and radiationless yields for k and l shells. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 8(2):307, Feb 1979.
- [Loe08] D. Loeb. Auswertung von Experimenten zur Laser- Plasma-Wechselwirkung mittels Strahlungshydrodynamiksimulationen. *Master Arbeit - TU Darmstadt*, November 2008.
- [LS61] J. Lindhard and M. Scharff. Energy dissipation by ions in the kev region. *Phys. Rev.*, 124(1):128–130, Oct 1961.
- [LS96] J. Lindhard and A. H. Sørensen. Relativistic theory of stopping for heavy ions. *Physical Review A*, 53:2443–2456, April 1996.
- [MAE<sup>+</sup>85] W. E. Meyerhof, R. Anholt, J. Eichler, H. Gould, C. Munger, J. Alonso, P. Thieberger, and H. E. Wegner. Atomic collisions with relativistic heavy ions. III. Electron capture. *Physical Review A*, 32:3291–3301, December 1985.
- [MAR98] J. Meyer-ter-Vehn, S. Atzeni, and R. Ramis. Inertial Confinement Fusion. *Europhysics News*, 29:202–205, 1998.
-

- 
- [May02] G. Maynard. *Laser and Particle Beams*, 20:467–470, 2002.
- [MB10] Peter Mulser and Dieter Bauer. High Power Laser-Matter Interaction. *Springer Verlag*, 2010.
- [Mor] P. Moritz. Broadband Preamplifiers for Fast Particle Detectors - [http://www-bd.gsi.de/uploads/paper/icndst\\_7\\_pmoritz.pdf](http://www-bd.gsi.de/uploads/paper/icndst_7_pmoritz.pdf).
- [Mue08] D. Muessig. Plasmadiagnostik mittels Laser-Thomsonstreuung. *Diplomarbeit - TU Darmstadt*, 2008.
- [NCR<sup>+</sup>90] P. Nicolai, M. Chabot, J. P. Rozet, M. F. Politis, A. Chetoui, C. Stephan, A. Touati, D. Vernhet, and K. Wohrer. Contribution of intrashell excitation to the 1 mixing of excited states of one-electron ions in solids . *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 23:3609–3627, October 1990.
- [Nor63] L. C. Northcliffe. Passage of Heavy Ions Through Matter. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 13:67–102, 1963.
- [PAMtV86] Th. Peter, R. Arnold, and J. Meyer-ter Vehn. Influence of dielectronic recombination on fast heavy-ion charge states in a plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 57(15):1859–1862, Oct 1986.
- [Pau11] Helmut Paul. Stopping Power graphs. <http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping>, April 2011.
- [PBG<sup>+</sup>04] A. Pelka, A. Blazevic, A. Greiche, T. Hessling, D. H. H. Hoffmann, R. Knobloch, G. Rodriguez Prieto, M. Roth, G. Schaumann, and M. Schollmeier. Spatially resolved measurement of the electron density in laser produced plasmas. *GSI Annual Report*, page 247, 2004.
- [Pel05] A. Pelka. Bestimmung der Elektronendichte in lasererzeugten Plasmen mittels Laserinterferometrie. *Diplomarbeit - TU Darmstadt*, March 2005.
- [Pet85] T. Peter. Zur effektiven Ladung schneller Ionen in heißen dichten Plasmen unter besonderer Berücksichtigung der dielektronischen Rekombination. *MPQ-Report 105*, November 1985.
- [Pet88] Th. Peter. Energieverlust von Schwerionenstrahlen in dichten Plasmen. *Dissertation - MPQ Report 137*, December 1988.
- [RCK<sup>+</sup>01] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry, and H. Powell. Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams. *Physical Review Letters*, 86:436–439, January 2001.
- [RCP<sup>+</sup>89] J. P. Rozet, A. Chetoui, P. Piquemal, D. Vernhet, K. Wohrer, C. Stephan, and L. Tassan-Got. Charge-state distributions of few-electron ions deduced from atomic cross sections . *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 22:33–48, January 1989.
- [Rot97] M. Roth. Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes schwerer Ionen in lasererzeugten Plasmen. *Dissertation - TU Darmstadt*, 1997.
- [RSS<sup>+</sup>00] M. Roth, C. Stöckl, W. Süß, O. Iwase, D. O. Gericke, R. Bock, D. H. H. Hoffmann, M. Geissel, and W. Seelig. Energy loss of heavy ions in laser-produced plasmas. *Europhysics Letters*, 50:28–34, April 2000.
- [RVS96] J. P. Rozet, D. Vernhet, and C. Stéphan. ETACHA: A program for calculating charge states at GANIL energies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 107:67–70, February 1996.

- 
- [Sch07a] G. Schaumann. Experimente mit lasergeheizten Hohlräumen für die Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit ionisierter Materie. *Dissertation - TU Darmstadt*, December 2007.
- [Sch07b] D. Schumacher. Spektrale Charakterisierung thermischer Plasmastrahlung. *Diplomarbeit - TU Darmstadt*, December 2007.
- [Sch11] D. Schumacher. Untersuchung laserinduzierter Hohlraumstrahlung für den Energieverlust von Schwerionen in indirekt geheizten Kohlenstoffplasmen. *Dissertation - TU Darmstadt*, December 2011.
- [SD94] K. E. Spear and J. P. Dismukes. *Synthetic Diamond: Emerging CVD-Science and Technology*. John Wiley and Sons, Inc., 1994.
- [SG74] P. P. Szydlík and A. E. Green. Independent-particle-model potentials for ions and neutral atoms with  $Z \leq 18$ . *Physical Review A*, 9:1885–1894, May 1974.
- [SG01] G. Schiwietz and P. L. Grande. Improved charge-state formulas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 175:125–131, April 2001.
- [SH53] Lyman Spitzer and Richard Härm. Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys. Rev.*, 89(5):977–981, Mar 1953.
- [She94] J. Sheffield. The physics of magnetic fusion reactors. *Reviews of Modern Physics*, 66:1015–1103, July 1994.
- [Sig04] P. Sigmund. Stopping of heavy ions - A Theoretical Approach. *Springer Tracts in Modern Physics*, 2004.
- [Sig05] P. Sigmund. STOPPING OF IONS HEAVIER THAN HELIUM. *Journal of the ICRU - Oxford University Press*, 73, June 2005.
- [SKA<sup>+</sup>05] N.K. Skobelev, R. Kalpakchieva, R.A. Astabatyán, J. Vincour, A.A. Kulko, S.P. Lobastov, S.M. Lukyanov, E.R. Markaryan, V.A. Maslov, Yu.E. Penionzhkevich, Yu.G. Sobolev, and V.Yu. Ugryumov. Exit charge-state distributions of 242.8 mev and 264.5 mev 48ca ions incident on carbon and gold foils. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 227(4):471 – 478, 2005.
- [Sla30] J. C. Slater. Atomic Shielding Constants. *Physical Review*, 36:57–64, July 1930.
- [Smi93] DJ Smith. Stopping Power and Ranges for Protons and Alpha Particles. *Journal of the ICRU - Oxford University Press*, 49, 1993.
- [SS00] P. Sigmund and A. Schinner. Binary stopping theory for swift heavy ions. *European Physical Journal D*, 12:425–434, November 2000.
- [SS01] P. Sigmund and A. Schinner. Effective charge and related/unrelated quantities in heavy-ion stopping. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 174:535–540, May 2001.
- [Sue99] W. Suess. Experimentelle Bestimmung der Ladungsverteilung schwerer Ionen nach Wechselwirkung mit dichten, lasererzeugten Plasmen. *Dissertation - TU Darmstadt*, December 1999.
- [T<sup>+</sup>11] An. Tauschwitz et al. Metallic equation of state in the mean ion approximation. *in preparation*, 2011.
-

- 
- [TE90] Nobuyuki Toshima and Jörg Eichler. Distorted-wave approximations for relativistic atomic collisions. *Phys. Rev. A*, 41:5221–5224, May 1990.
- [THG<sup>+</sup>94] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Physics of Plasmas*, 1:1626–1634, May 1994.
- [Wam06] F. Wamers. Entwicklung eines Detektors für gepulste Schwerionenstrahlen. *Diplomarbeit - TU Darmstadt*, May 2006.
- [WFD96] W. L. Wiese, J. R. Fuhr, and T. M. Deters. *Atomic transition probabilities of carbon, nitrogen, and oxygen : a critical data compilation*. Atomic transition probabilities of carbon, nitrogen, and oxygen : a critical data compilation. Edited by W.L. Wiese, J.R. Fuhr, and T.M. Deters. Washington, DC : American Chemical Society ... for the National Institute of Standards and Technology (NIST) c1996. QC 453 .W53 1996., 1996.
- [WHJ<sup>+</sup>89] K. Weyrich, D. H. H. Hoffmann, J. Jacoby, H. Wahl, R. Noll, R. Haas, H. Kunze, R. Bimbot, D. Gardès, M.-F. Rivet, C. Deutsch, and C. Fleurier. Energy loss of heavy ions in a hydrogen discharge plasma. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 278:52–55, May 1989.
- [ZBD00] M. R. Zaghloul, M. A. Bourham, and J. M. Doster. A simple formulation and solution strategy of the Saha equation for ideal and nonideal plasmas . *Journal of Physics D Applied Physics*, 33:977–984, April 2000.
- [ZCX<sup>+</sup>03] Y. Zhao, C. Y. Chen, H. N. Xia, J. B. Qi, and Y. S. Wang. Electron-impact ionization cross sections and rates for ions of argon. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 77:301–315, March 2003.
- [Zie11] James Ziegler. SRIM-Projekt. [www.srim.org](http://www.srim.org), September 2011.
- [ZR02] Y. B. Zeldovich and Y. P. Raizer. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. *Dover Publications Inc.*, 2002.

---

# Liste referierter Veröffentlichungen

---

## Artikel in Vorbereitung

- 2011 1. A. Frank, A. Blazevic et al, *Energy loss and charge transfer of Ar in laser-generated carbon plasma*, Physical Review Letters
- 2011 2. W. Cayzac, A. Frank, A. Blazevic, E. Berdermann, T. Hessling, D. Schumacher and M. Roth, *A spectrometer on CVD diamond basis for the measurement of the charge state distribution of heavy ions in a laser-generated plasma*, Review of Scientific Instruments

---

## Eingereicht

- 2011 1. M. Börner, J. Fils, A. Frank, A. Blazevic, T. Hessling, A. Pelka, G. Schaumann, D. Schumacher, M.M. Basko, J. Maruhn, An. Tauschwitz, and M. Roth, *Development of a Nomarski-type multi-frame interferometer as a time and space resolving diagnostics for the free electron density of laser-generated plasma*, Review of Scientific Instruments
- 2011 2. D. Kraus, A. Otten, A. Frank, V. Bagnoud, A. Blazevic, D.O. Gericke, G. Gregori, A. Ortner, G. Schaumann, D. Schumacher, J. Vorberger, F. Wagner, K. Wünsch, and M. Roth, *X-ray Thomson scattering on shocked graphite*, High Energy Density Physics

---

## Veröffentlicht

- 2011 1. T. Hessling, A. Blazevic, A. Frank, D. Kraus, M. Roth, G. Schaumann, D. Schumacher, T. Stöhlker, and D.H.H. Hoffmann, *Time- and spectrally resolved measurements of laser-driven hohlraum radiation*, Phys. Rev. E 84, 016412
- 2010 2. A. Frank, A. Blazevic, P.L. Grande, K. Harres, T. Heßling, D. H. H. Hoffmann, R. Knobloch- Maas, P. G. Kuznetsov, F. Nürnberg, A. Pelka, G. Schaumann, G. Schiwietz, A. Schökel, M. Schollmeier, D. Schumacher, J. Schütrumpf, V. V. Vatulín, O. A. Vinokurov, and M. Roth, *Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma*, Phys. Rev. E, 81(2):026401
- 2010 3. D.H.H. Hoffmann, N.A. Tahir, S. Udrea, O. Rosmej, C.V. Meister, D. Varentsov, M. Roth, G. Schaumann, A. Frank, A. Blazevic, J. Ling, A. Hug, J. Menzel, Th. Hessling, K. Harres, M. Günther, S. El-Moussati, D. Schumacher, M. Imran, *High Energy Density Physics with Heavy Ion Beams and related Interaction Phenomena*, Contrib. Plasma Phys. 50, No. 1, p. 7-15
- 2010 4. A. Blazevic, G. Schaumann, A. Frank, T. Hessling, A. Pelka, A. Schoekel, D. Schumacher, D.H.H. Hoffmann and M. Roth, *Multiframe Interferometry Diagnostic for Time and Space Resolved Free Electron Density Determination in Laser Heated Plasma*, The Open Plasma Phys. J. 3, 116-121
- 2009 5. V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H.-M. Heuc, D. Hochhaus, D.H.H. Hoffmann, D. Javorková, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer, K. Witte, *Commissioning and early experiments of the PHELIX facility*, Appl. Phys. B 100: 137-150
- 2008 6. M. Schollmeier, M. Roth, G. Schaumann, A. Blazevic, K. Flippo, A. Frank, J.C. Fernandez, D.C. Gautier, K. Harres, T. Heßling, B.M. Hegelich, F. Nürnberg, A. Pelka, H. Ruhl, J. Schreiber, D. Schumacher, K. Witte, B. Zielbauer, and D.H.H. Hoffmann, *Plasma physics experiments at GSI*, J. Phys.: Conf. Ser. 112, 042068





---

# Danksagung

Mein herzlicher Dank geht an Herrn Prof. Dr. Markus Roth für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Gruppe und am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH unter besten Bedingungen durchzuführen. Ich danke ihm für sein Engagement, sein Vertrauen und seine Unterstützung, ohne die diese Arbeit nicht hätte realisiert werden können.

Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Dr. Thomas Stöhlker als Chef der Plasmaphysik dafür danken, die Experimente in dieser Arbeit an der GSI durchführen zu können.

Gleicherweise gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. Dieter H.H. Hoffmann für die freundliche Aufnahme in die GSI-Plasmaphysik und für die Übernahme des Korreferats dieser Arbeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. Abel Blazevic. Sein großes Engagement und seine Unterstützung, auch deutlich über den Rahmen des Üblichen hinaus, sowohl bei theoretischen als auch experimentellen Fragestellungen, seine Erfahrung in zahllosen Diskussionen zur Physik und der stets sehr angenehme Umgang trugen sehr wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei. Auch ohne die Zurverfügungstellung seines Monte-Carlo-Codes für kalte Materie, der die Grundlage des in dieser Arbeit entwickelten Codes bildete, wäre der Umfang und Erfolg dieser Arbeit, insbesondere der Theorieteil, kaum möglich gewesen.

Ebenso gilt mein Dank Herrn Dr. Mikhail Mikhailovich Basko und Frau Dr. Anna Tauschwitz für die Unterstützung dieser Arbeit mit 2D-Hydrodynamik-Simulationen. In den sehr produktiven Diskussionen zwischen Experimentatoren und Theoretikern wurde sowohl die Experimentgeometrie verbessert als auch durch den Abgleich mit experimentellen Daten die Qualität der Simulationsrechnungen unter Beweis gestellt werden. Ich möchte mich für die sehr angenehme Zusammenarbeit bedanken und für all das, was ich in den Gesprächen über Hydrodynamik gelernt habe.

Das Gleiche gilt für die Herren Prof. Dr. Gregor Schiwietz und Prof. Dr. Pedro Luis Grande für die Zurverfügungstellung des modifizierten CasP-Codes, die angenehme Zusammenarbeit sowie die Unterstützung bei der Berechnung des differentiellen Energieverlustes und die lehrreichen Diskussionen.

Mein ganz besonderer Dank gilt den Herren M.Sc. Michael Börner und M.Sc. Witold Cayzac für ihr Engagement bei der Weiterentwicklung des Multi-Frame-Interferometers und den Aufbau des Diamantspektrometers. Ihr Engagement bei den Experimenten trug wesentlich zum Gelingen der Arbeit bei. Des Weiteren sei hier Herrn Dr. Jerome Fils gedankt, der mit seiner Erfahrung das Projekt zum Neudesign des Multi-Frame-Interferometers wesentlich voranbrachte.

Außerdem sei allen Helfern bei den Experimenten gedankt. Besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. Thomas Hessling und Dipl.-Phys. Dennis Schumacher mit denen die Zusammenarbeit bei vielen verschiedenen Experimenten an Z6 stets großen Spaß gemacht hat. An dieser Stelle sei hierbei letzterem als auch den beiden Bürogenossen Herrn M.Sc. Dominik Kraus und der Dame Dipl.-Phys. Anke Otten auch für das Korrekturlesen dieser Arbeit und insbesondere ebenfalls für viele effektive und konkrete Ratschläge gedankt. Des Weiteren möchte ich den weiteren Mitgliedern dieser Arbeitsgruppe für die Mithilfe an verschiedenen Stellen über den Zeitraum dieser Arbeit danken. Das sind neben den bereits genannten die Herren Dr. Alexander Pelka, Dr. Juri Menzel, Dr. Knut Harres, Dr. Frank Nürnberg, Dipl.-Phys. Alex Ortner, M.Sc. Simon Busold, M.Sc. Olliver Deppert, M.Sc. Florian Wagner, die Dame M.Sc. Gabriele Hoffmeister und alle, die ich hier vergessen habe. Weiterhin möchte ich mich hier bei allen weiteren Mitarbeitern der GSI-Plasmaphysik bedanken und nicht zuletzt beim Phelix-Team für die stets angenehme Atmosphäre bei den Experimenten.

---

Auch gilt mein Dank den Damen Jutta Steiner und Annett Hübner für die Fertigung und Weiterentwicklung der verwendeten Kohlenstofftargets sowie zweiterer auch für die Bedampfung der Diamanten. Ebenso danke ich Frau Dr. Bettina Lommel und allen weiteren Mitarbeitern des Targetlabors.

Des Weiteren gilt mein Dank den Mitarbeitern des Detektorlabors bei der Entwicklung des Ladungsspektrometers. Hierbei sei insbesondere Frau Dr. Eleni Berdermann für die Beratung und die kurzfristige Hilfe bei der Kontaktierung von 3 kurzfristig erworbenen Diamanten sowie Herrn Michael Träger für die große und auch kurzfristige Hilfe bei der Vorbereitung, dem Bonding, der Kontaktierung sowie dem Testen der Diamanten gedankt. Weiterhin sei Herrn Dr. Bernd Voss, Herrn Reinhard Lotz, Herrn Markus Romig, Herrn Gerhard Klappich, Herrn Bernd Zumbach, sowie Herrn Dipl.-Phys. Felix Wamers für die Mithilfe gedankt.

Zu guter Letzt möchte ich sowohl meinen Freunden, Bekannten und Verwandten für die Unterstützung danken, die ich über den Zeitraum dieser Arbeit erfahren habe. Insbesondere meinen Eltern danke ich für ihre langjährige Unterstützung und Förderung, die mir das Physikstudium und die Anfertigung dieser Arbeit überhaupt ermöglicht hat.

---

# Lebenslauf

## Lebenslauf

### Personalien

Alexander Frank  
Liebfrauenstraße 42  
64289 Darmstadt  
  
Tel.: (06151) 4925088  
email: A.Frank@gsi.de  
  
Geb.: 5. Oktober 1982, Frankfurt-Höchst  
  
ledig

### Schulbildung

07/89–06/93      Herbert-von-Meisterschule in Frankfurt-Sindlingen  
07/93–06/99      Leibnizschule in Frankfurt-Höchst  
07/99–06/02      Friedrich-Dessauer-Gymnasium in Frankfurt-Höchst, Abschluss Abitur (1,1)

### Zivildienst

07/02–04/03      Städtische Kliniken Frankfurt-Höchst, Abteilung Augen-OP

### Studium

04/03–06/08      Physik, Technische Universität Darmstadt  
04/05              Vordiplom  
09/06              Teilnahme an der IPP Summer University for Plasma Physics, Max-Planck-Institut für Plasma Physik, Garching, München  
04/07–04/08      Diplomarbeit am Institut für Kernphysik  
Titel: „Energieverlust von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen“  
07/08–              Promotionsstudium, Thema „Energieverlust und Umladung von schweren Ionen in lasererzeugten Plasmen“  
07/08–07/11      Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik, AG Prof. Dr. Markus Roth, TU Darmstadt  
07/11–              Fellowship von HGS-Hire

### Praktika

08/02              Dreiwöchiges Praktikum bei der Antec GmbH in den Bereichen Oberflächenbeschichtung, Messtechnik und Herstellung von Dünnschichtsolarzellen

---

09/05	Zweiwöchiges berufsbezogenes Praktikum am Institut für Angewandte Physik Titel: „Charakterisierung von Volumen- und Oberflächendiffusoren für die holographische Kontaktkopie“
03/07	Mini-Forschung am Institut für Kernphysik Titel: „Energieverlust von lasererzeugten Protonenstrahlen in Materie“

---

# Ehrenwörtliche Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt und die den benutzten Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, 4.10.2011

.....